

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI “FEDERICO II”

in consorzio con

SECONDA UNIVERSITÀ DI NAPOLI

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI “PARTHENOPE”

in convenzione con

ISTITUTO PER L’AMBIENTE MARINO COSTIERO – C.N.R.

STAZIONE ZOOLOGICA “ANTON DOHRN”

Dottorato in Scienze ed Ingegneria del Mare
XVII ciclo

Tesi di Dottorato

STUDI MODELLISTICI DI CIRCOLAZIONE MARINA E TRASPORTO IN AREE COSTIERE CAMPANE

Candidata:
Dott.ssa Gelsomina Mattia

Tutor:
Prof. Stefano Pierini

Co-tutor:
Prof. Enrico Zambianchi

Il Coordinatore del Dottorato: Prof. Bruno D’Argenio

ANNO 2006

Al mio papà

INDICE

INTRODUZIONE.....	1
1. ELEMENTI DI MODELLISTICA OCEANOGRAFICA	8
1.1 EQUAZIONI DI NAVIER-STOKES	8
1.2 GLI STRESS DI REYNOLDS	11
1.3 MODELLO IN SHALLOW WATER	17
<i>1.3.1 Equazioni in shallow water</i>	<i>18</i>
<i>1.3.2 Stress al fondo e in superficie</i>	<i>22</i>
1.4 RISOLUZIONE NUMERICA DEI SISTEMI DI EQUAZIONI DIFFERENZIALI.	23
1.5 CONDIZIONI AL CONTORNO	26
2. UN MODELLO DI CIRCOLAZIONE DELLE ACQUE DEL GOLFO DI NAPOLI	31
2.1 INTRODUZIONE.....	31
2.2 CARATTERISTICHE DEL MODELLO UTILIZZATO PER LA CIRCOLAZIONE NEL GOLFO DI NAPOLI	32
2.3 FENOMENOLOGIA DELLA LOCALE CIRCOLAZIONE COSTIERA.....	35
2.4 IMPLEMENTAZIONE DEL POM SUL GOLFO DI NAPOLI	38
2.5 RISULTATI	40
3. SIMULAZIONI DI TRAIETTORIE LAGRANGIANE PER LO STUDIO DEI PROCESSI DI TRASPORTO E DISPERSIONE NEL GOLFO DI NAPOLI	45
3.1 INTRODUZIONE.....	45
3.2 CARATTERISTICHE DEL MODELLO STOCASTICO UTILIZZATO.....	47
<i>3.2.1 Interpolazione dei campi medi e calcolo della posizione</i>	<i>48</i>

3.2.2 Condizioni ai bordi.....	50
3.2.3 Quantità totale di tracciante e tempo di residenza	50
3.3 IMPLEMENTAZIONE DEL MODELLO LAGRANGIANO SUL GOLFO DI NAPOLI	51
4. UN MODELLO DI CIRCOLAZIONE DELLE ACQUE DEL GOLFO DI POZZUOLI	59
4.1 INTRODUZIONE.....	59
4.2 CARATTERISTICHE DEL MODELLO A TRE STRATI	63
4.3 SESSE E ONDE DI KELVIN NEL GOLFO DI POZZUOLI.....	65
4.3.1 Le sesse: aspetti teorici	66
4.3.2 Onde di Kelvin: aspetti teorici	69
4.3.3 Introduzione agli esperimenti numerici.....	71
4.3.4 Analisi delle sesse nel Golfo di Pozzuoli.....	72
4.3.5 Analisi delle onde di Kelvin nel Golfo di Pozzuoli.....	83
4.4 STUDI DI CIRCOLAZIONE INDOTTA DAL VENTO NEL BACINO CHIUSO ..	95
4.4.1 Periodo autunnale: Novembre-Dicembre 1999	97
4.4.2 Periodo tardo-primaverile: Giugno 2003.....	101
5. NESTING DEL MODELLO DI CIRCOLAZIONE DELLE ACQUE DEL GOLFO DI POZZUOLI CON UN MODELLO SU SCALA REGIONALE.....	105
5.1 INTRODUZIONE.....	105
5.2 PERIODO AUTUNNALE: NOVEMBRE-DICEMBRE 1999.....	108
5.2 PERIODO TARDO-PRIMAVERILE: GIUGNO 2003	125
CONCLUSIONI.....	139
BIBLIOGRAFIA	144

Introduzione

Lo studio sviluppato in questo lavoro di tesi si inserisce nel campo della modellistica ambientale ed è essenzialmente rivolto all'analisi di aspetti della circolazione e dei processi di dispersione di traccianti passivi in siti costieri. Molteplici sono i modelli sviluppatisi nel corso degli anni, ma la scelta dell'uno o dell'altro riguarda soprattutto il fenomeno che si vuole investigare. L'oceano è un fluido turbolento il cui moto dipende dall'azione meccanica dei venti e dai flussi di calore all'interfaccia mare-aria. I flussi sono fortemente influenzati dalla rotazione terrestre e sono regolati dal mescolamento interno e dagli attriti lungo i boundary. Per poter studiare tali fenomeni è necessario comprendere i termini non lineari e le parametrizzazioni dei processi turbolenti che non consentono una risoluzione analitica generale.

Finanche con l'uso di modelli numerici risulta comunque difficile costruire un modello oceanico "universale" che possa risolvere accuratamente tutti i processi fisici su tutte le scale spaziali e temporali per i vari bacini. Questo è dovuto in parte alla complessità computazionale del problema, ma anche all'inaccuratezza della descrizione di alcuni processi fisici, come ad esempio la turbolenza. Appare quindi necessario sviluppare differenti classi di modelli a seconda dei fenomeni da comprendere. Lo sviluppo di una classe rispetto ad un'altra è legato allo sviluppo tecnologico per quanto riguarda la velocità dei processori, alla reperibilità dei dati e anche alla possibilità di implementare metodi numerici sempre più accurati ed efficienti.

Negli ultimi anni, sono stati proposti diversi criteri di classificazione dei modelli oceanografici, come quello proposto da Kantha e Clayson (1997):

- Globali o regionali: i primi richiedono un'elevata capacità 'computazionale' che dipenderà anche dalla risoluzione temporale e spaziale, soprattutto se i modelli sono tridimensionali. Il problema più comune, invece, che si deve affrontare nell'implementazione di un modello su scala regionale è la prescrizione di condizioni lungo i boundary aperti. Spesso la migliore

soluzione risulta essere l'accoppiamento dei modelli a scala regionale a quelli a scala più grande.

- Costieri o di bacino profondo: i processi che si hanno nelle due diverse aree sono differenti. La circolazione presente nelle zone costiere è altamente variabile, guidata principalmente dal vento e da rapidi cambiamenti dei forzanti superficiali. Il mixing generato dal vento e i processi che si hanno sul fondo risultano essere importanti, un modello che risolva sia i processi di mixing sia i processi che si hanno nello strato limite del fondo può essere utile per applicazioni costiere. Uno dei modelli che soddisfa queste esigenze è quello sviluppato all' università di Princeton caratterizzato da una griglia spaziale verticale in coordinate σ con chiusura della turbolenza (Blumberg e Mellor, 1987). Nei bacini profondi, invece, la circolazione è caratterizzata soprattutto dai gradienti orizzontali di densità specialmente al di sotto dello strato rimescolato superiore. Tale strato, pertanto, può anche essere risolto meno rigorosamente. Uno dei primi modelli oceanici baroclini globali è caratterizzato dalla scala verticale z e dall'assenza dello strato superiore rimescolato (Semtner e Chervin, 1992; Semtner, 1995). In tale modello, sono prescritti vari livelli orizzontali e per ognuno di essi sono risolte le equazioni delle differenti variabili oceaniche.

- Con superficie libera o *rigid lid* ("coperchio" rigido). La risposta dell'oceano a forzanti superficiali può essere divisa in due parti: una risposta barotropica 'veloce' mediata da onde di gravità e da onde esterne di Kelvin e un aggiustamento baroclino relativamente 'lento' dato da onde interne di gravità, di Kelvin, etc. Su periodi lunghi, è importante modellare correttamente l'aggiustamento interno, inoltre, è possibile trascurare le onde di gravità esterne imponendo un 'coperchio rigido' sulla superficie libera. Per applicazioni in *shallow water* vengono invece utilizzati modelli che sono caratterizzati dalla dinamica della superficie libera.

- Idrostatici, quasi idrostatici o non idrostatici. La Maggior parte dei modelli di circolazione di grande scala risolve le equazioni di Navier-Stokes per un fluido incompressibile nell'approssimazione idrostatica. Ciò implica

che la scala verticale del moto sia molto più piccola rispetto alla scala orizzontale e che la stabilità statica della colonna d'acqua sia significativa in un oceano stratificato. Quando una di queste ipotesi cade tale approssimazione non può essere fatta; si considerino ad esempio i flussi convettivi che si hanno nelle aree polari come il mare di Labrador. L'approssimazione idrostatica fa sì che nell'equazione del momento verticale vi sia bilancio tra il gradiente di pressione e la forza di gravità. Se nell'approssimazione idrostatica le componenti orizzontali delle accelerazioni di Coriolis vengono comunque considerate, si parla allora di approssimazione quasi-idrostatica. I modelli non-idrostatici, invece, possono essere utilizzati per tutte le scale orizzontali.

- Completati o puramente dinamici. Se la densità al di sotto dello strato superficiale varia molto lentamente e i gradienti di densità non sono molto importanti, è possibile ignorare completamente le variazioni della densità nel tempo. I modelli che assumono queste ipotesi sono puramente dinamici e possono essere implementati per studiare gli effetti dello stress del vento in superficie. A questa categoria appartengono i cosiddetti modelli a layer. Uno dei principali vantaggi è che si può scegliere un numero limitato di strati lungo la verticale e includere i processi dinamici più importanti. Questo consente una migliore risoluzione orizzontale che è necessaria per risolvere i fenomeni di mesoscala che avvengono in oceano. Esistono d'altra parte anche modelli che risolvono in maniera più accurata la verticale, anziché l'orizzontale. La scelta nell'utilizzo dell'uno o dell'altro modello dipende, ovviamente, dai fenomeni da studiare e dalle risorse computazionali disponibili.

- Quasi-geostrofici o basati sulle equazioni primitive. Fin dagli anni settanta si è cercato di risolvere le equazioni del moto, ma la limitata potenza dei computer di allora ha portato a notevoli semplificazioni delle stesse (Holland,1985). I modelli quasi-geostrofici assumono che vi sia bilancio tra l'accelerazione di Coriolis e il gradiente di pressione nelle equazioni dinamiche. Questa semplificazione fa sì che le onde più veloci (onde di gravità superficiali lunghe) vengano trascurate; in tal modo è possibile avere

dei tempi di calcolo nettamente minori. Infine, grazie al notevole progresso tecnologico, è possibile risolvere le equazioni senza tale semplificazione, che risulta essere ormai obsoleta.

- Barotropici o baroclini. Nel modello barotropico, i gradienti di densità sono considerati trascurabili cosicché le correnti diventano indipendenti dalla profondità della colonna d'acqua. Alcuni fenomeni come le fluttuazioni della superficie del mare dovute alle maree possono essere simulate abbastanza bene da un simile modello che è bidimensionale e risolve le equazioni del moto integrate sulla verticale. In questo caso, non si ha il bisogno di grandi *risorse* computazionali che sono, però, necessarie, se si utilizza un modello baroclinico. Quest'ultimo tiene conto, nella determinazione del gradiente di pressione, delle variazioni di densità anche nella struttura interna della colonna d'acqua.

- Puramente fisici o fisico-chimico-biologici. Gli ultimi modelli non risolvono, soltanto, le variabili fisiche delle equazioni dinamiche, ma analizzano anche i processi che avvengono in ambiente marino quali ad esempio la produzione primaria, gli scambi di CO₂ con l'atmosfera. Ciò implica, però, un Maggior numero di approssimazioni e, allo stesso tempo, risorse computazionali Maggiori.

- Accoppiati o non con l'atmosfera. Per periodi lunghi, è auspicabile accoppiare modelli oceanici a modelli atmosferici al fine di studiare in maniera 'soddisfacente' i processi che avvengono su tali scale.

Il progresso tecnologico, inoltre, ha permesso di migliorare la conoscenza di una serie di fenomeni che in passato erano poco conosciuti. In particolare a partire dagli anni '80, l'utilizzo di modelli matematici di circolazione oceanica per la descrizione e la comprensione della circolazione del Mar Mediterraneo (si vedano ad esempio, i lavori di Malanotte-Rizzoli e Bergamasco, 1989, 1991; Pinardi e Navarra, 1993; Roussenov et al., 1995; Zavatarelli e Mellor, 1995; Pierini e Simioli, 1998) ha portato ad una più approfondita conoscenza delle dinamiche presenti nei sub-bacini del Mediterraneo e in sue zone costiere.

La modellistica numerica consente, inoltre, di fornire una risposta alle esigenze, poste dall'approccio di gestione integrata, principalmente delle zone costiere, di effettuare la previsione dell'evoluzione del sistema a breve termine e di studiare possibili scenari. La valutazione dell'impatto umano sui fenomeni naturali richiede inoltre l'analisi sui possibili scenari e previsioni quanto mai realistiche e consistenti, tenendo sempre presente la reale applicabilità dei modelli stessi (che è sempre funzione dello scopo da raggiungere, delle approssimazioni compiute e delle scale spazio-temporali dei fenomeni da investigare). L'utilizzo di tecniche di modellistica numerica consente, sulla base di dati osservati e delle leggi fisiche, eventualmente accoppiate a quelle chimiche e biologiche, di descrivere quantitativamente lo stato e l'evoluzione del sistema oggetto di studio.

Data la complessità del sistema studiato, l'approccio modellistico alle problematiche della gestione costiera deve essere quanto mai interdisciplinare. Un'informazione fondamentale è comunque rappresentata da una conoscenza approfondita dello stato fisico del sistema atmosfera-mare basata sull'utilizzo di modelli idrodinamici che permettono di ricostruire la struttura tridimensionale dei campi di temperatura, velocità e direzione del vento, onde superficiali del mare, correnti idrodinamiche, etc..

Un modello fisico di circolazione consente, in particolare, l'analisi ed, eventualmente, la previsione dei campi di velocità che permettono di studiare la dinamica delle correnti, l'evoluzione della colonna d'acqua e la sua stratificazione. Queste informazioni risultano utili nella gestione della zona costiera, sia direttamente, in quanto forniscono le informazioni sullo stato fisico del sistema, sia indirettamente in quanto forniscono i campi forzanti fondamentali per l'utilizzo di modelli specializzati, quali i modelli di erosione costiera e dell'evoluzione dell'ecosistema. È possibile, inoltre, attraverso la conoscenza della dinamica costiera, analizzare alcune caratteristiche dell'evoluzione del sistema studiato andando ad investigare la dispersione di generiche sostanze che diffondono nelle zone costiere. In particolare, per la comprensione della dinamica costiera sono stati adoperati due modelli di circolazione: il primo è il POM (*Princeton Ocean Model*: <http://www.aos.princeton.edu/WWWPUBLIC/htdocs.pom/>) usato in modalità barotropica, e il secondo è un modello a strati

sviluppato dal Prof. S. Pierini utilizzato sia per studi teorici di dinamica oceanica su scala planetaria (Pierini, 1997, 1998, 2003) sia per studi di circolazione del Mar Tirreno (Pierini e Simioli, 1998; Pierini et al., 2003, 2004; Grieco e Pierini 2004) e di sue sottozone, come il Canale di Sicilia (Pierini, 1996) e il Golfo di Napoli (Gravili et al., 2001; Pierini et al., 2004a,b, 2006).

Sulla base di tali considerazioni si è intrapreso il lavoro di seguito presentato in questa tesi di dottorato, che è così articolata:

- Nel capitolo 1 vengono introdotte le equazioni della fluidodinamica geofisica che sono alla base dei due modelli numerici utilizzati in questa tesi; vengono inoltre brevemente discussi i metodi di risoluzione numerica di queste equazioni.
- Nel capitolo 2 viene presentato uno studio sulla circolazione nel Golfo di Napoli, assumendo semplificazioni nella geometria del problema. Il modello numerico implementato in questa prima fase è stato il *Princeton Ocean Model* utilizzato nella versione bidimensionale
- Nel capitolo 3, viene analizzata la componente diffusiva attraverso un modello lagrangiano appartenente alla categoria ‘*random flight*’ implementato nel Golfo di Napoli
- Nel capitolo 4 viene presentato il modello di circolazione a strati implementato, con alta risoluzione spaziale, in un dominio che comprende il Golfo di Pozzuoli e un’ampia zona antistante al fine di permettere un appropriato *nesting* dinamico con un modello di circolazione delle acque del Golfo di Napoli. Una prima analisi della circolazione è stata effettuata utilizzando forzanti vento idealizzati. In tal modo è stato possibile, attraverso un’analisi spettrale del segnale indotto, identificare modi normali di oscillazione gravitazionali del bacino ed onde di Kelvin, ed è stato inoltre possibile valutare l’effetto locale dei venti sulla circolazione all’interno del Golfo. Successivamente si è analizzata la circolazione indotta da venti LAM¹ (*Limited Area Model*) in

^{1 2} I modelli meteorologici si dividono in due grandi categorie i GCM ed i LAM. I GCM (Global Circulation Model) sono modelli a circolazione generale nel senso che riescono a simulare la termo-dinamica atmosferica su tutto il globo terrestre e fino alla stratosfera. I modelli a circolazione generale più affidabili sono quello

un periodo test con una stratificazione autunnale (Novembre-Dicembre 1999), nel caso di bordi esterni al Golfo ridotti a coste fittizie.

- Nell'ultimo capitolo viene infine analizzata la circolazione indotta, nel Golfo di Pozzuoli, dal *one-way nesting* del modello di piccola scala con un modello su scala regionale. Più precisamente, nel modello del Golfo di Pozzuoli vengono imposti, lungo i confini aperti, i flussi ottenuti da un modello di circolazione a strati comprendente il Golfo di Napoli e settori dei Golfi di Salerno e di Gaeta, sia per il periodo autunnale già considerato nel capitolo precedente, sia per un periodo tardo-primaverile (Giugno 2003, con forzanti *ECMWF*²). Dai risultati si evince che tale forzamento remoto è preponderante rispetto a quello prodotto dai venti locali.

europeo e quello americano. Il centro meteorologico europeo è lo *European Centre for Medium-range Weather Forecasts* (ECMWF, <http://www.ecmwf.int/>). Presso tale centro vengono anche raccolte le misure meteorologiche effettuate in tutto il mondo per poi essere elaborate e fornire la condizione iniziale necessaria al modello numerico. La risoluzione spaziale del modello è di $1/2^\circ$ in longitudine e latitudine. I LAM (Limited Area Model) sono modelli ad area limitata nel senso che simulano la termo-dinamica atmosferica di regioni più o meno grandi del nostro pianeta. Tali modelli sono stati introdotti per aumentare la risoluzione spaziale della zona da investigare a chiaro vantaggio della previsione meteorologica, ma non sostituiscono i GCM, anzi ne sono direttamente dipendenti. Infatti i LAM, oltre che delle condizioni iniziali, necessitano anche delle condizioni ai bordi. Tali condizioni vengono fornite direttamente, o indirettamente, da un GCM. Grazie anche alla migliore rappresentazione dell'orografia, i LAM consentono di prevedere meglio lo sviluppo dei fenomeni su scala locale, specialmente in territori ad orografia complessa come quelli studiati in questo lavoro.

1. Elementi di modellistica oceanografica

In questo capitolo vengono introdotte le equazioni della fluidodinamica geofisica che sono alla base dei due modelli numerici utilizzati in questa tesi. Successivamente verranno brevemente discussi i metodi di risoluzione numerica di queste equazioni.

1.1 Equazioni di Navier-Stokes

Si è ritenuto opportuno introdurre i principi di base che regolano i moti in un fluido ed in particolare si vuole illustrare analiticamente il problema fisico di partenza, per poi discutere dei sistemi di equazioni risolti dai modelli numerici. Si partirà così dai principi di conservazione, applicati ad un particolare fluido, l'oceano, espressi dall'equazione *di* Navier-Stokes (si veda ad esempio Batchelor, 1973) della quale verranno analizzati brevemente i singoli termini. Avendo il fluido oceano un comportamento decisamente caotico ed essendo il moto ad esso associato generalmente turbolento, verrà brevemente trattato il problema della turbolenza. Il passo successivo sarà quello di dedurre le equazioni di *shallow water*, derivandole dalle più generali equazioni di Navier-Stokes, con lo scopo di arrivare alle equazioni di acqua bassa risolte dai due modelli di circolazione adoperati. Infine si parlerà degli effetti dello stress del vento nelle equazioni di S-W, partendo dal concetto di turbolenza e della parametrizzazione degli stress di Reynolds.

Lo studio della dinamica oceanografica parte dal principio di conservazione applicato ad un particolare fluido, l'oceano, che come gli altri fluidi deve rispettare le leggi della fisica ed in particolare quelle della geofluidodinamica. Le quantità la cui conservazione regola la dinamica oceanografica sono principalmente la massa e il momento.

La conservazione della massa è espressa dall'equazione di continuità per un generico fluido:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \mathbf{u} = 0 \quad (1.1)$$

dove ρ e $\mathbf{u} = (u, v, w)$ sono rispettivamente la densità e la velocità del fluido. In oceanografia generalmente si assume che la densità ρ non vari lagrangianamente nel tempo (incompressibilità), per cui la (1.1) diventerà:

$$\nabla \mathbf{u} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1.2)$$

La conservazione del momento in forma vettoriale è espressa dalla seconda legge di Newton, che può essere scritta come:

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{1}{m} \cdot \mathbf{F} \quad (1.3)$$

dove l'accelerazione è dovuta alla risultante delle forze per unità di massa e cioè a: forza di pressione, accelerazione di gravità, rotazione terrestre e viscosità turbolenta.

La conservazione della massa e del momento di un flusso sono descritte, rispettivamente, dall'equazione di continuità (1.2) e dalle equazioni di Navier-Stokes che si ottengono partendo dalla (1.3) (si veda ad esempio, Batchelor, 1973). In forma vettoriale queste equazioni saranno date da:

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\alpha \nabla p - 2\Omega \times \mathbf{u} + \mathbf{g} + \mathbf{F} \quad (1.4)$$

dove

$$\mathbf{u} = (u, v, w)$$

$$\alpha = \frac{1}{\rho} = \text{volume specifico}$$

∇p = gradiente di pressione

Ω = velocità angolare del sistema di riferimento rotante

$2\Omega \times \mathbf{u}$ = accelerazione di Coriolis

\mathbf{g} = accelerazione di gravità

La (1.4) rappresenta l'equazione completa, o primitiva, che descrive senza alcuna approssimazione la dinamica di un fluido in un sistema rotante. La variazione temporale della velocità alla sinistra della (1.4) può essere riscritta come la somma di un termine locale e di un termine non lineare detto di avvezione:

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \quad (1.5)$$

I termini inerziali possono causare instabilità nel flusso ed essere responsabili dell'innescio di un processo turbolento ogni qualvolta essi siano sufficientemente grandi rispetto ai termini viscosi. In particolare ogni qualvolta il rapporto tra i pesi dei termini non lineari e quello dei termini viscosi (detto numero di Reynolds) è $R_e \gg 1$ (si veda 1.2) si potrà instaurare uno stato di instabilità del flusso laminare e quindi la sua transizione alla turbolenza. La forza di pressione totale per unità di massa, invece, può essere scritta come :

$$-\alpha \nabla p = -\alpha \left(\mathbf{i} \frac{\partial p}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial p}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial p}{\partial z} \right) \quad (1.6)$$

dove $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ sono vettori unitari che denotano le direzioni x, y e z rispettivamente. Il termine $\rho(2\Omega \times \mathbf{u})$ è la forza di Coriolis per unità di massa; essa è una forza apparente, la cui inclusione nelle equazioni del moto permette di usare queste ultime anche in un sistema di riferimento rotante, come è la Terra. Tale forza è sempre diretta perpendicolarmente al vettore velocità a destra nell'emisfero Boreale. Assumendo per convenzione che il sistema considerato ha l'asse y orientato parallelamente ai meridiani, si avrà:

$$2\Omega_e \times \mathbf{u} = \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ 0 & \hat{f}_0 & f_0 \\ u & v & w \end{vmatrix} = \mathbf{i}(\hat{f}_0 w - f_0 v) - \mathbf{j}(-f_0 u) + \mathbf{k}(-\hat{f}_0 u)$$

dove Ω_e è la velocità angolare della Terra.

Nell'ambito di questo lavoro verranno considerate le approssimazioni di *shallow water* (si veda il paragrafo 1.3.) con $w \ll u$, per cui il termine di Coriolis sarà dato da (Pedlosky, 1987):

$$2\Omega \times \mathbf{u} \equiv (-f_0 v, f_0 u, 0)$$

Nella descrizione di una serie di dinamiche su scala non globale, il sistema può essere considerato su un piano tangente alla sfera terrestre detto “*piano-f*” e in tal caso avremo $f = f_0$ che rappresenta l’*approssimazione di piano-f*. Tale approssimazione è valida in acqua bassa sotto le ipotesi che il piano tangente che si considera sia sufficientemente limitato in estensione latitudinale. Se si guarda, infatti, a bacini limitati in latitudine, non c’è bisogno di considerare la dipendenza di f da φ poiché si può, in tal caso, considerare il valore costante φ_0 che esprime la latitudine media del nostro bacino. Il termine g è una composizione dell’accelerazione di gravità e della forza centrifuga (quest’ultima essendo molto piccola può essere trascurata). Infine il termine \mathbf{F} della (1.4) rappresenta le forze di attrito (quelle mareali non verranno considerate in questa tesi) ed è dato da:

$$\mathbf{F} = \nu \nabla^2 \mathbf{u} \tag{1.7}$$

dove ν è la viscosità cinematica molecolare.

Sulla base delle considerazioni finora fatte, l’equazione Navier-Stokes in forma vettoriale può essere scissa in tre equazioni:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - f v = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 u \tag{1.8}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + f u = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \nabla^2 v \tag{1.9}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + \nu \nabla^2 w \tag{1.10}$$

1.2 Gli stress di Reynolds

Nel paragrafo 1.1 si è accennato all’importanza che i termini non lineari dell’equazione (1.5) hanno nell’innesco di flussi turbolenti, quando questi risultino sufficientemente grandi rispetto a quelli di attrito molecolare. Si

consideri il peso tra i termini non lineari e quello relativo alla viscosità molecolare presenti nell'equazione (1.5):

$$\text{Re} = \frac{UL}{\nu} = \frac{O\left(\left|\frac{du}{dt}\right|\right)}{O\left(|\nabla^2 u|\right)} \quad (1.11)$$

Tale rapporto è un numero dimensionale detto *numero di Reynolds* fondamentale in fluidodinamica per determinare a priori aspetti importanti delle caratteristiche del flusso (si veda ad esempio, Batchelor, 1973). Quando $R_e \gg 1$, i termini inerziali predominano su quelli viscosi ed il gradiente di pressione bilancia sostanzialmente i termini inerziali; in tal caso la viscosità potrà essere trascurata, tranne che all'interno degli strati limite. Il fenomeno della turbolenza fu analizzato da Reynolds in esperimenti con tre tubi, di diametro differente, immersi in una vasca piena di fluido. Egli fece in modo che filetti di acqua colorata entrassero nei tubi, cosicché per basse velocità trovò, a causa della viscosità, che i vari filetti scorrevano a diverse velocità e con sforzi di taglio reciproci mantenendo però una propria individualità: il moto si sviluppa in un regime di flusso laminare. Portando la velocità fino ad un valore critico R_{ec} , il flusso laminare cessa, dando luogo a dei vortici ed al mescolamento dei filetti di fluido di colore differente (Mencuccini e Silvestrini, 1998). Gli esperimenti diedero un valore critico $R_{ec} \approx 13000$, ma tale valore risultò molto sensibile alle perturbazioni dell'acqua nella vasca, suggerendo condizioni stabili solo per piccoli disturbi. Al di sotto R_{ec} egli notò un flusso laminare alla Poiseuille, con profilo di velocità parabolico e resistenza proporzionale al quadrato della velocità media; oltre R_{ec} , il flusso diventava irregolare con una resistenza proporzionale al quadrato della velocità media, arrivando al valore di 13000. Continuando ad effettuare esperimenti, sia con tubi rugosi che lisci, i valori di R_{ec} arrivavano fino a 40000 e più, portando alla conclusione che la transizione alla turbolenza dipende dalle condizioni iniziali e dalla geometria del sistema, mentre il flusso è fortemente caotico e dipendente dal tempo. Per

applicazioni oceanografiche il flusso è tipicamente turbolento con numeri di Reynolds che raggiungono valori molto elevati (fino a $\approx 10^{11}$) in casi particolari come quelli della corrente del Golfo dove $L \approx 10^5 m$, $U \approx 1 m/s$ e $\nu \approx 10^{-6} m^2/s$ (Pond e Pickard, 1983). In questi casi, quindi, nell'equazioni di acqua bassa si potranno trascurare gli effetti di viscosità molecolare. Questo comportamento turbolento non può essere descritto a livello deterministico ma lo si può fare a livello statistico. Dal punto di vista matematico si procede scomponendo le quantità euleriane del flusso, velocità e pressione, in termini di quantità medie e fluttuanti. In questo modo è possibile descrivere la parte media del flusso e studiarne le caratteristiche dinamiche. Si procede alla scomposizione:

$$\mathbf{u} = \langle \mathbf{u} \rangle + \mathbf{u}' \quad (1.12)$$

con $\langle \mathbf{u}' \rangle = 0$, dove $\langle \rangle$ rappresenta l'operazione di media (ad esempio una media temporale mobile). Benché esistano delle scale temporali che fanno sì che sia verificata l'ultima uguaglianza, non sempre tali scale risultano essere piccole rispetto a quella caratteristica della componente del moto a grande scala che si vuole determinare. Se si considerano ora le equazioni del momento per un fluido omogeneo, incompressibile che ruota intorno all'asse z decomponendole secondo la 1.12, la componente x dell'equazione del momento sarà:

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\partial}{\partial t} + (\langle u \rangle + u') \frac{\partial}{\partial x} + (\langle v \rangle + v') \frac{\partial}{\partial y} + (\langle w \rangle + w') \frac{\partial}{\partial z} \right] (\langle u \rangle + u') + \\ & - f (\langle v \rangle + v') = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p' \rangle}{\partial x} + F_x \end{aligned} \quad (1.13)$$

dove F_x è la componente lungo x della forza viscosa \mathbf{F} (si veda paragrafo 1.1). Sotto la condizione di incompressibilità, l'operazione di media applicata all'equazione darà un'equazione per $\langle u \rangle$:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} + \langle u \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} + \langle w \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z} - f \langle v \rangle = \\ & = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x} + \nu \nabla^2 \langle u \rangle - \frac{\partial}{\partial x} \langle u'u' \rangle - \frac{\partial}{\partial y} \langle v'u' \rangle - \frac{\partial}{\partial z} \langle w'u' \rangle \end{aligned} \quad (1.14)$$

L'equazione per $\langle u \rangle$ è scritta in termini della velocità mediata con eccezione degli ultimi tre termini alla destra dell'equazione. Le equazioni mediate per il flusso di grande scala potranno essere scritte come:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right\} + \nu \nabla^2 u \quad (1.15)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \right\} + \nu \nabla^2 v \quad (1.16)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right\} + \nu \nabla^2 w \quad (1.17)$$

dove è stato eliminato il segno di media nelle velocità. Tali equazioni sono caratterizzate dalla comparsa dei cosiddetti “stress di Reynolds” che possono essere espressi sinteticamente come:

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= -\rho \langle u'u' \rangle, \tau_{yy} = -\rho \langle v'v' \rangle, \tau_{zz} = -\rho \langle w'w' \rangle, \\ \tau_{xy} &= \tau_{yx} = -\rho \langle u'v' \rangle, \\ \tau_{xz} &= \tau_{zx} = -\rho \langle u'w' \rangle, \\ \tau_{yz} &= \tau_{zy} = -\rho \langle v'w' \rangle. \end{aligned} \quad (1.18)$$

Tali stress sono prodotti dalla partizione del campo di velocità in flusso di larga scala e flusso di piccola scala, di natura turbolenta. Essi pertanto, non rappresentano un nuovo meccanismo fisico ma sono solo la conseguenza naturale dell'esigenza di focalizzare l'attenzione sulla sola componente del moto di grande scala. È poi necessaria un'ipotesi di chiusura sul tensore di Reynolds, che fornisca ulteriori equazioni espresse in termini di quantità note e determinate empiricamente. È importante poter esprimere gli stress di Reynolds in termini solo delle velocità medie così come accade per lo stress molecolare. Il tensore degli sforzi di Reynolds presenta forti analogie con lo sforzo di taglio dovuto al moto molecolare anche se per gli sforzi di Reynolds il termine fluttuante è quello legato alla componente turbolenta della velocità macroscopica. Questa

somiglianza è alla base dell'ipotesi di Boussinesq (1877) sull'esistenza di una viscosità turbolenta (*eddy viscosity*). In analogia allo sforzo molecolare, il tensore di Reynolds viene generalmente rappresentato mediante una relazione lineare col gradiente di velocità di velocità media, così che:

$$\tau_{xy} = A_{xy} \frac{\partial U}{\partial y} \quad (1.19)$$

dove, se l è la lunghezza di mescolamento, la viscosità turbolenta è definita come (Prandtl, 1925):

$$A_{xy} = \rho l_{mix}^2 \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (1.20)$$

In accordo con la teoria di Prandtl, i coefficienti di eddy viscosity sono proporzionali allo shear di velocità medio, al quadrato della lunghezza di mescolamento e alla densità. Se questi coefficienti di eddy viscosity sono noti, l'effetto degli stress turbolenti (stress di Reynolds) può essere considerato allo stesso modo di quello della viscosità molecolare nelle equazioni di Navier-Stokes. Benché l'introduzione dell'ipotesi di Prandtl sulla lunghezza di mescolamento sia utile essenzialmente per mostrare l'analogia tra la viscosità molecolare e quella turbolenta, è stata utile in passato per risolvere molti problemi meteorologici ed oceanografici legati alle correnti turbolente in oceano e in atmosfera (Neumann e Pierson 1966). Esplicitando il tensore degli stress di Reynolds per applicazioni meteo-oceanografiche, le sue componenti saranno:

$$\begin{aligned} \frac{\tau_{xx}}{\rho} &= 2A_H \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \frac{\tau_{yy}}{\rho} = 2A_H \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \frac{\tau_{zz}}{\rho} = 2A_V \frac{\partial w}{\partial z}, \\ \tau_{xy} &= \tau_{yx} = \rho A_H \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right), \\ \tau_{xz} &= \tau_{zx} = \rho A_V \frac{\partial u}{\partial z} + \rho A_H \frac{\partial w}{\partial x}, \\ \tau_{yz} &= \tau_{zy} = \rho A_V \frac{\partial v}{\partial z} + \rho A_H \frac{\partial w}{\partial y} \end{aligned} \quad (1.21)$$

dove, a causa della forte anisotropia dei fluidi geofisici, i coefficienti A_H e A_V , detti rispettivamente i coefficienti di viscosità turbolenta orizzontale e verticale, differiscono per diversi ordini di grandezza rispetto alla viscosità molecolare ($\nu \cong 10^{-6} m^2 s^{-1}$; A_H varia da $10^2 m^2 s^{-1}$ a $10^5 m^2 s^{-1}$). I coefficienti A_H e A_V non possono che essere determinati empiricamente, come gli analoghi coefficienti di diffusione molecolare, in quanto la viscosità turbolenta dipende in maniera estremamente complessa dallo stato dinamico del fluido. Considerando le ipotesi fatte nell'equazione 1.21 e trattando i termini A_H e A_V come delle costanti, le equazioni mediate per un flusso di grande scala (1.15, 1.16, 1.17), diventano:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + A_H \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + A_V \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \nu \nabla^2 u \quad (1.22)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + A_H \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + A_V \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \nu \nabla^2 v \quad (1.23)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + A_H \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) + A_V \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \nu \nabla^2 w \quad (1.24)$$

Tali equazioni descrivono analiticamente l'evoluzione delle caratteristiche fisiche di un fluido e se si pone $A_H = A_V = A$, la loro forma è identica a quella delle equazioni ordinarie di Navier-Stokes, con una viscosità effettiva pari a $A + \nu$. In generale, dunque, i coefficienti di viscosità turbolenta possono essere considerati di gran lunga più grandi rispetto agli analoghi coefficienti di viscosità molecolare in modo tale da poter trascurare questi ultimi nel flusso di larga scala, in cui la viscosità turbolenta gioca un ruolo fondamentale, sia dal punto di vista fisico, che dal punto di vista numerico. In particolare, i processi idrodinamici che si sviluppano in oceano sono influenzati dalla cascata turbolenta di energia da moti di grande scala e moti di piccola scala. Su scale grandi, per moti geostrofici, la cascata può essere inversa. I termini di *eddy viscosity* servono anche per prevenire instabilità numeriche che si hanno quando la risoluzione di griglia è più grande

rispetto alla scala alla quale si verifica la dissipazione di energia. Spesso, infatti, è difficile distinguere il ruolo fisico e il ruolo numerico di tali termini.

1.3 Modello in *shallow water*

In oceanografia vengono spesso adottate alcune semplificazioni delle equazioni di geofluidodinamica generali, le quali consentono, di volta in volta, l'analisi fisica del moto su diverse scale temporali e spaziali. Esistono moti di “grande scala” spaziale per i quali $D \ll L$ (dove D è la scala verticale del moto e L la scala orizzontale). Tale condizione (Pedlosky 1987) identifica il cosiddetto modello in *shallow water*. Si consideri un sottile strato caratterizzato da una densità costante ed uniforme come mostrato in Figura 1.1 dove i vari parametri sono definiti.

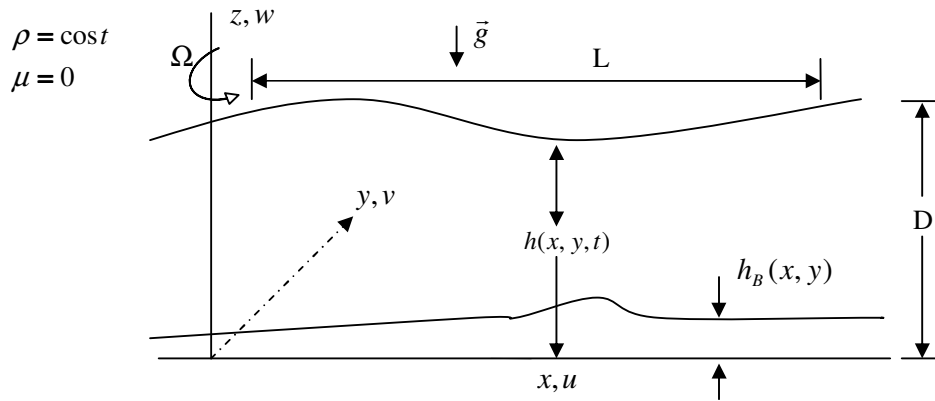


Fig.1. 1 Modello in *shallow water*.

In particolare, l'altezza della colonna d'acqua sopra il livello di riferimento $z = 0$ è $h(x, y, t)$, il fondo risulta essere rigido ed è definito da una superficie $z = h_b(x, y)$. La velocità ha le componenti u, v, w parallele agli assi x, y, z rispettivamente. La pressione in superficie può essere imposta arbitrariamente, in questo caso è considerata costante.

1.3.1 Equazioni in *shallow water*

Nel caso di fluido omogeneo ($\rho = \text{cost}$) e incompressibile, l'equazione di continuità diventa:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1.25)$$

Ognuno dei primi due termini della 1.25 è di $O(U/L)$ dove U rappresenta la scala caratteristica delle velocità orizzontali. Se W è la scala delle velocità verticali, segue che W/D non può essere più grande di $O(U/L)$ e quindi

$$W \leq O(\delta U) \quad (1.26)$$

dove δU rappresenta il limite superiore per l'ampiezza delle velocità verticali; la componente verticale della velocità risulta trascurabile e la dinamica può considerarsi bidimensionale. Volendo stimare la scala di grandezza di ognuno dei termini presenti nelle equazioni del momento (1.16,1.17,1.18), si ha:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} \quad (1.27)$$

$$\frac{U}{T} \quad \frac{U^2}{L} \quad \frac{U^2}{L} \quad \frac{UW}{D} \quad fU = \frac{P}{\rho L}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial y} \quad (1.28)$$

$$\frac{U}{T} \quad \frac{U^2}{L} \quad \frac{U^2}{L} \quad \frac{UW}{D} \quad fU = \frac{P}{\rho L}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial z} \quad (1.29)$$

$$\frac{W}{T} \quad \frac{W^2}{L} \quad \frac{W^2}{L} \quad \frac{W^2}{D} = \frac{P}{\rho D}$$

La scala caratteristica del tempo è rappresentata da T , mentre quella caratteristica del campo di pressione variabile è P , la pressione totale è data da:

$$p(x, y, z, t) = -\rho g z + \tilde{p}(x, y, z, t) \quad (1.30)$$

la cui prima parte annulla la forza di gravità per unità di massa del fluido. Dall'equazione (1.25) segue che

$$\frac{UW}{D} = O\left(\frac{U^2}{L}\right) \quad (1.31)$$

dalle altre relazioni (1.27) (1.28) segue inoltre che la scala di pressione è data da:

$$P = \rho U \left[\frac{L}{T}, U, f, L \right]_{\max} \quad (1.32)$$

Ciò implica che il rapporto dei termini a sinistra dell'equazione (1.29), ossia l'accelerazione totale della componente verticale del moto e il gradiente verticale di pressione è limitato dal più grande dei seguenti valori:

$$\frac{\rho[W/T, U/L]}{P/D} = O\left(\rho \frac{dw/dt}{d\tilde{p}/dz}\right) \quad (1.33)$$

oppure,

$$O\left(\rho \frac{dw/dt}{d\tilde{p}/dz}\right) = \frac{\delta^2 (1/T, U/L)_{\max}}{(1/T, U/L, f)_{\max}} \quad (1.34)$$

Ci sono due casi interessanti: se il numero di Rossby, Uf/L è $O(1)$ o più grande, la stima della (1.34) darà un rapporto di $O(\delta^2)$, se il numero di Rossby è piccolo, il rapporto è di $O(\delta^2 [1/fT, U/fL]_{\max})$, che per numeri di Rossby piccoli, è più piccolo di $O(\delta^2)$. Considerando che $\delta^2 \ll 1$, segue che $O(\delta^2) d\tilde{p}/dz$ può essere trascurabile o più semplicemente in termini di pressione totale:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g + O(\delta^2) \quad (1.35)$$

che è l'approssimazione idrostatica.

È possibile integrare la (1.35) considerando che in superficie $p(x, y, h) = p_0$ dove p_0 è costante, ottenendo:

$$p = \rho g(h - z) + p_0 \quad (1.36)$$

cosicché in ciascun punto la pressione in eccesso rispetto a p_0 corrisponde al peso della colonna di fluido in ciascun istante temporale. Si noti, inoltre, che il gradiente di pressione orizzontale è indipendente da z :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho g \frac{\partial h}{\partial x} \quad (1.37)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \rho g \frac{\partial h}{\partial y} \quad (1.38)$$

Pertanto le accelerazioni orizzontali sono da considerarsi indipendenti da z , di conseguenza anche le velocità orizzontali devono supporre indipendenti da z se lo sono inizialmente. In base a queste considerazioni, le equazioni orizzontali del momento diventano:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv = -g \frac{\partial h}{\partial x} \quad (1.39)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu = -g \frac{\partial h}{\partial y} \quad (1.40)$$

La terza equazione si riduce alla condizione di incompressibilità. Per ottenere un sistema in forma chiusa, ridurre cioè a 3 (u, v, h) le incognite delle 3 equazioni, tale equazione viene espressa in funzione di h ; ciò è possibile integrando rispetto a z :

$$w(x, y, z, t) = -z \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \tilde{w}(x, y, t) \quad (1.41)$$

Per la derivazione di tale equazione si ha il bisogno di definire le condizioni al contorno in superficie e al bordo, cioè $w|_{z=h_B}$ e $w|_{z=h}$. Nel primo caso, imponendo la condizione cinematica, le particelle d'acqua non possono attraversare i boundary e ciò richiede che la velocità sia tangente al fondo per cui la velocità verticale è pari a quella orizzontale moltiplicata per la pendenza del fondo:

$$w|_{z=h_B} = u \frac{\partial h_B}{\partial x} + v \frac{\partial h_B}{\partial y} \quad (1.42)$$

da cui

$$\tilde{w}(x, y, t) = h_B \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + u \frac{\partial h_B}{\partial x} + v \frac{\partial h_B}{\partial y} \quad (1.43)$$

cosicch :

$$w(x, y, z, t) = (h_B - z) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + u \frac{\partial h_B}{\partial x} + v \frac{\partial h_B}{\partial y} \quad (1.44)$$

Dalla condizione cinematica in superficie, per $z = h(x, y, t)$, si ha:

$$w = \frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} \quad (1.45)$$

Combinando le ultime due relazioni si ottiene:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \{ (h - h_B) u \} + \frac{\partial}{\partial y} \{ (h - h_B) v \} = 0 \quad (1.46)$$

Definendo la profondit  totale come $H = h - h_B$, l'equazione di conservazione di massa diventa:

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (uH) + \frac{\partial}{\partial y} (vH) = 0 \quad (1.47)$$

Le equazioni in *shallow water* sono rappresentate dalle equazioni (1.39, 1.40, 1.47).

1.3.2 Stress al fondo e in superficie

Nel paragrafo 1.2 sono state ricavate le equazioni del moto in presenza di viscosità turbolenta (1.22) (1.23) (1.24) che descrivono i flussi di grande scala. Nell'ipotesi di *shallow water* diventano:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv = -g \frac{\partial h}{\partial x} + A_H \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + A_V \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (1.48)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu = -g \frac{\partial h}{\partial y} + A_H \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + A_V \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (1.49)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial(Hu)}{\partial x} + \frac{\partial(Hv)}{\partial y} = 0 \quad (1.50)$$

dove $H(x, y, t) = D + \eta - h_B$ e $\eta(x, y, t)$ è lo spostamento della superficie del mare dal livello indisturbato. Se con $h(x, y, t)$ si indica l'altezza della colonna d'acqua sulla superficie di riferimento si ha che:

$$h(x, y, t) = D + \eta \quad (1.51)$$

Volendo studiare il moto della colonna d'acqua, si vanno ad integrare le equazioni (1.48), (1.49), (1.50) tra h e h_B , imponendo le condizioni di continuità dello stress all'interfaccia mare-acqua:

$$\left(A_V \frac{\partial u_i}{\partial z} \right)_{z=\eta} = \tau_{i(wind)} \quad (1.52)$$

$$\left(A_V \frac{\partial u_i}{\partial z} \right)_{z=-(D-h_B)} = \tau_{i(bottom)} \quad (1.53)$$

Dividendo, successivamente, per $h - h_B$ si ottengono le equazioni nell'ipotesi di acqua mediate verticalmente (Pedlosky, 1987):

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} + A_H \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \frac{(\tau_{w1} - \tau_{b1})}{\rho H} \quad (1.54)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} + A_H \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \frac{(\tau_{w2} - \tau_{b2})}{\rho H} \quad (1.55)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial(Hu)}{\partial x} + \frac{\partial(Hv)}{\partial y} = 0 \quad (1.56)$$

dove i termini τ_w e τ_b rappresentano lo stress al fondo e lo stress del vento. Gli scambi energetici tra atmosfera ed oceano (Gill, 1982) possono essere di tre tipi: scambi di momento, scambi di calore latente, dovuti ai fenomeni di evaporazione e precipitazione, e scambi di calore sensibile, dovuti alle variazioni di temperatura tra due fluidi a contatto. Lo stress del vento rappresenta gli scambi di momento e viene parametrizzato (Pond e Pickard, 1983) come una quantità proporzionale alla velocità del vento \mathbf{W} , tramite un coefficiente detto di drag C_D , che è ugualmente funzione di \mathbf{W} . Analogamente lo stress del fondo, che comunque assume un'importanza minore, dipende dalla velocità sul fondale tramite un coefficiente C_{DB} . Gli stress al fondo e in superficie saranno dati da:

$$\tau_{wx} - \tau_{Bx} = \rho_a \cdot C_D \cdot |W| W_x - \rho_w \cdot C_{DB} |u_B| u_B \quad (1.57)$$

$$\tau_{wy} - \tau_{By} = \rho_a \cdot C_D \cdot |W| W_y - \rho_w \cdot C_{DB} |u_B| u_B \quad (1.58)$$

dove u_B è la velocità sul fondale, ρ_a e ρ_w sono, rispettivamente la densità dell'aria e dell'acqua e $|W|$ rappresenta il modulo della velocità del vento a 10 m s.l.m. Per la definizione di C_D si veda Csanady (1984).

1.4 Risoluzione numerica dei sistemi di equazioni differenziali

Come precedentemente visto, la dinamica costiera è espressa mediante equazioni alle derivate parziali. La soluzione di tali equazioni può essere molto complicata, soprattutto se l'equazione non è lineare. In questi casi l'unico modo

per risolverle è il ricorso ai metodi numerici che si basano sulla discretizzazione di tali equazioni. In questo paragrafo si intende, quindi, analizzare, sinteticamente, i fondamenti della risoluzione numerica delle equazioni differenziali, facendo riferimento ai metodi di approssimazione ed al concetto di stabilità per equazioni differenziali ordinarie, tali metodi poi verranno estesi alle derivate parziali.

Si considerano problemi differenziali del primo ordine perché quelli di ordine superiore si possono sempre esprimere come sistemi di equazioni differenziali del tipo:

$$\frac{dy_i(x)}{dt} = f_i(t, y_1, \dots, y_N) \quad i = 1, \dots, N \quad (1.59)$$

Per determinare l'unica soluzione del problema è necessario fissare delle condizioni algebriche sui singoli valori y_i ; esse possono essere di due tipi:

- 1) condizioni iniziali, per cui tutti gli y_i sono dati per un unico valore della t ;
- 2) condizioni al contorno, per cui, invece, gli y_i vengono fissati per valori diversi della t .

Da un punto di vista analitico, è necessario che il problema sia ben posto, cioè che la soluzione esista e sia unica; nella risoluzione numerica bisogna anche che esso sia *ben condizionato*, cioè che a piccole variazioni delle condizioni iniziali o al contorno debbano corrispondere piccoli scostamenti sui risultati. Un'equazione differenziale ordinaria, quindi, si può approssimare discretizzando l'intervallo di integrazione in un insieme finito di punti di griglia, per cui si sostituisce ad essa un'*equazione alle differenze finite*. Altri metodi di approssimazione, non considerati in questo lavoro, sono il *metodo degli elementi finiti* ed il *metodo spettrale*. È naturale, però, che la discretizzazione comporti inevitabilmente degli errori d'approssimazione; questi inducono a stimare la qualità della soluzione numerica indagando sulla concordanza della soluzione analitica e la soluzione del corrispondente sistema d'equazioni algebriche, e sulla concordanza tra la soluzione del sistema ottenuto numericamente e la soluzione esatta del sistema. La stima di tali errori va effettuata con l'analisi della convergenza e stabilità: un

sistema è convergente se al tendere a zero del passo di griglia la soluzione delle equazioni alle differenze tende alla soluzione del sistema differenziale; lo stesso sistema è stabile se gli inevitabili errori di troncamento e di round off, con il procedere dei passi temporali, non crescono in modo tale da rendere la soluzione priva di significato. Gli errori di round off derivano dalla risoluzione mediante calcolatore; infatti, un computer può rappresentare numeri reali attraverso approssimazioni floating-point, che hanno un numero finito di cifre. Tale errore dipende, quindi, dal sistema aritmetico floating-point a disposizione. L'errore di troncamento, invece, è commesso nell'approssimare ciascun valore esatto mediante quello discreto; esso dipende dallo schema scelto per l'approssimazione.

Nei metodi alle differenze finite, in ogni punto x_{k+1} dell'intervallo di integrazione, la soluzione $y(x_{k+1})$ è approssimata da un valore y_{k+1} ottenuto utilizzando i valori calcolati precedentemente; in questo caso il metodo si definisce *esplicito*. Se, invece, si ha dipendenza anche dallo stesso y_{k+1} , il metodo è detto *implicito*. Un'altra classificazione distingue i metodi *one-step*, in cui y_{k+1} è funzione solo del valore calcolato al passo k , da quelli *two-step* e *multi-step* per i quali si utilizzano i risultati di più passi precedenti. I metodi suddetti, inoltre, si distinguono anche per quanto riguarda la convergenza dello schema numerico; quelli impliciti sono definiti “incondizionatamente convergenti”, quelli espliciti sono definiti “condizionatamente convergenti”, cioè questi ultimi sono stabili e consistenti solo se verificano delle condizioni di stabilità. Una formulazione alle differenze non è stabile di per sé, ma dipende dal problema differenziale a cui è applicato. L'analisi di stabilità può essere affrontata con il criterio di von Neumann, che fornisce delle condizioni da rispettare riguardo gli intervalli di discretizzazione. La scelta delle dimensioni degli intervalli riveste un'importanza fondamentale in qualsiasi soluzione numerica. Nella discretizzazione dell'equazione di propagazione di un fenomeno, per esempio, la condizione di stabilità è la condizione di *Courant-Friedrichs-Lewy* o *C.F.L condition* (Kowalik and Murty, 1993), espressa in termini generali come:

$$\Delta t \leq \frac{L}{C} \quad (1.60)$$

in cui L è una scala spaziale caratteristica e C è la velocità massima delle onde ammesse dalle equazioni discretizzate. Essa rappresenta la relazione esistente tra i passi temporali e spaziali ed i parametri fisici del problema, che soddisfatta, garantisce la stabilità del metodo di approssimazione. Come visto nei paragrafi precedenti, le componenti del moto nelle equazioni in *shallow water* sono mediate lungo l'asse verticale, per cui le variabili dipendenti sono del tipo $u(x, y, t)$, $v(x, y, t)$ e $h(x, y, t)$. Per quanto detto finora, la risoluzione numerica richiede la trasformazione dai domini continui x, y, t a quelli discreti x_k, y_k, t_k andando, quindi, ad effettuare una discretizzazione sia temporale che spaziale. L'introduzione di un'approssimazione spaziale comporta l'utilizzo di una griglia bidimensionale in ogni punto della quale è risolto il problema numerico. Tra gli schemi utilizzabili nelle S-W vi è lo schema comune (o griglia A) in cui si ha la corrispondenza tra un nodo e tutte le incognite del sistema. Esistono invece particolari griglie, dette di Arakawa (Vreugdenhil, 1994) in cui ogni componente del campo può corrispondere ad una diversa posizione della griglia stessa, cioè le variabili non sono tutte sullo stesso nodo (griglie B, C, D). Tale schema di tipo *staggered* si presta molto bene all'approssimazione numerica delle equazioni di acqua bassa, rispetto agli altri schemi possibili. I modelli di circolazione usati in questo lavoro, in particolare, adottano la griglia C di Arakawa. Nel dominio temporale, il problema differenziale viene approssimato esprimendo l'incognita generica g all'istante $(p+1)dt$ in funzione del valore calcolato al passo p o a diversi istanti precedenti. Nei modelli di circolazione adoperati, si utilizza lo *schema leapfrog* in cui l'incognita generica g al passo $p+1$ viene calcolata utilizzando il valore ricavato al passo $p-1$ e la funzione valutata al passo p .

1.5 Condizioni al contorno

Per problemi differenziali evolutivi del tipo di quelli analizzati in questa tesi, le equazioni differenziali devono essere corredate da condizioni iniziali e al

contorno. Per quanto concerne la prescrizione delle condizioni iniziali, in tutti i casi riportati in questa tesi sono state imposte condizioni iniziali nulle:

$$u(x, y, 0) = v(x, y, 0) = \eta(x, y, 0) = 0 \quad (1.61)$$

Per quanto riguarda le condizioni al contorno, esistono due casi:

1. boundary “chiusi”: lungo le coste;
2. boundary “aperti”: lungo i confini del dominio che si affacciano sul mare aperto.

Lungo i bordi “chiusi” possono essere imposte le condizioni di *no-slip* oppure di *free-slip*. Nel primo caso si impone $\mathbf{u}|_{\partial\Omega} = 0$ dove $\partial\Omega$ è la frontiera del dominio lungo costa. Nel secondo caso, invece, si prescrive $\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}|_{\partial\Omega} = 0$, dove \mathbf{n} rappresenta la direzione normale alla frontiera. Le condizioni che vengono applicate lungo i bordi “aperti” sono influenzate dalla regione esterna al dominio di interesse. Se la dinamica esterna al dominio è sconosciuta, simili condizioni sono difficili da determinare e quindi devono essere approssimate ad hoc, questo introduce errori e quindi bisogna ben valutare simili condizioni per i differenti casi da esaminare.

Brevemente si analizzeranno le condizioni Maggiormente applicate nella modellistica oceanografica. In generale, esistono almeno 5 modi differenti di prescrivere le variabili lungo i boundary laterali :

1. *Clamped* LBC (Lateral Boundary Condition). Il valore della variabile è prescritto lungo il boundary e può derivare sia da altri modelli che da dati e può variare nel tempo, ad esempio si ha:

$$\eta = \eta_d(t) \quad (1.62)$$

Tali condizioni non considerano la variabilità interna. Da un punto di vista fisico si possono indurre delle riflessioni di onde che si generano all'interno del dominio e che raggiungono i boundary.

2. Gradiente nullo. Questa è la classica condizione di Neumann data da:

$$\partial\eta/\partial n = 0 \quad (1.63)$$

Si possono avere delle soluzioni non-realistiche (Chapman, 1985; Blumberg and Kantha, 1985)

3. *Damping*

$$\partial\eta/\partial t = [\eta_r(t) - \eta]/T_d \quad (1.64)$$

Questo approccio permette una Maggiore flessibilità nell'aggiustamento dovuto alla variabilità interna. Tale condizione viene utilizzata anche in atmosfera prevenendo la formazione di onde di gravità riflesse all'interno del dominio.

4. *Sponge boundary*. In questo caso, il fluido lungo i boundary viene reso altamente viscoso, la viscosità laterale (A_M, A_H) viene incrementata gradualmente in maniera esponenziale o lineare man mano che ci si avvicina agli stessi. Tale incremento impedisce che segnali 'esterni' possano propagarsi all'interno, viceversa le onde generatesi all'interno del dominio vengono smorzate sui boundary.
5. *Sommerfeld radiation conditions*. La condizione che si impone sul boundary orientale data da:

$$\partial\eta/\partial t + c\partial\eta/\partial x = 0 \quad (1.65)$$

permette ad un'onda monocromatica $\eta(x-ct)$ di propagarsi indisturbata all'esterno del dominio. Nella 1.67 il segno negativo viene utilizzato per imporre la stessa condizione lungo il boundary occidentale. Il problema principale sta nella scelta del valore della velocità di fase che non è conosciuta a priori, Orlansky (1976) suggerì la valutazione della velocità di fase usando i valori interni che devono essere utilizzati nella (1.65). Se IM si riferisce al boundary e si utilizza lo schema di primo ordine si avrà:

$$\begin{aligned} \eta_{IM}^{n+1} &= \eta_{IM}^n - R(\eta_{IM}^n - \eta_{IM-1}^n) \\ R &= c\Delta t / \Delta x = -(\eta_{IM-1}^{n+1} - \eta_{IM-1}^n) / (\eta_{IM-1}^n - \eta_{IM-2}^n) \end{aligned} \quad (1.66)$$

Inoltre, se viene utilizzato lo schema leap-frog per prevenire instabilità numeriche si rende necessaria effettuare una media dei valori η^{n+1} e η^{n-1} cosicché (Orlansky, 1976):

$$\begin{aligned} \eta_{IM}^{n+1} &= [(1-R)\eta_{IM}^n + 2R\eta_{IM-1}^n] / (1+R) \\ R &= c\Delta t / \Delta x = -(\eta_{IM-1}^{n+1} - \eta_{IM-1}^{n-1}) / (\eta_{IM-1}^{n+1} - \eta_{IM-1}^{n-1} - 2\eta_{IM-2}^n) \end{aligned} \quad (1.67)$$

dove il valore di R deve essere inferiore all'unità per garantire la stabilità numerica. Sia la (1.66) che la (1.67) vengono utilizzate nei modelli monodimensionali, ma possono essere utilizzate anche nel caso bidimensionale, in tal caso la (1.69) diventa:

$$\begin{aligned}\eta_{IM,j}^{n+1} &= [(1 - R_x)\eta_{IM,j}^n + 2R_x\eta_{IM-1,j}^n + 2R_y(\eta_{IM,j}^n - \eta_{IM,j-1}^n)](1 + R_x) \\ R_x &= c\Delta t / \Delta x = -(\eta_{IM-1,j}^{n+1} - \eta_{IM-1,j}^{n-1}) / (\eta_{IM-1,j}^{n+1} + \eta_{IM-1,j}^{n-1} - 2\eta_{IM-2,j}^n) \\ R_y &= c\Delta t / \Delta y = -(\eta_{IM,j}^{n+1} - \eta_{IM,j}^{n-1}) / (\eta_{IM,j}^{n+1} + \eta_{IM,j}^{n-1} - 2\eta_{IM,j-1}^n)\end{aligned}\quad (1.68)$$

La scelta del valore della velocità di fase può indurre a errori che si propagano all'interno del dominio soprattutto al passaggio dei cavi e delle creste. Un modo per prevenire simili errori è quello di filtrare il valore di R effettuando una media pesata tra il valore di R al passo n ed $n-1$ (Kantha et al., 1990):

$$R = \alpha R^n (1 - \alpha) R^{n+1} \quad (1.69)$$

In generale, la (1.65) deve essere utilizzata con attenzione, soprattutto quando si è in presenza di onde non monocromatiche e di onde che si propagano formando un angolo diverso da 90° con i boundary, in tal caso la velocità di fase non può essere funzione soltanto dei gradienti locali. Spesso per ovviare a possibili errori nel calcolo della velocità di fase si effettuano delle medie tra i valori prossimi ai boundary. A volte al valore di R viene dato un valore unitario. La condizione (1.65), inoltre, può essere modificata quando si è in presenza di onde, come nel caso delle maree, entranti ed uscenti dal dominio di interesse (Kantha, 1985):

$$\partial\eta/\partial t + c_o \partial\eta/\partial x = [(c_o - c_i)/c_i] \partial\eta_i/\partial t \quad (1.70)$$

dove i pedici i e o si riferiscono rispettivamente ad un'onda entrante e uscente.

La prescrizione quindi di condizioni lungo i boundary laterali rappresenta una delle Maggiori difficoltà nell'implementazione di modelli regionali che offrono, però una Maggiore accuratezza nella descrizione dei processi avendo una Maggiore risoluzione rispetto ai modelli globali. Una tecnica utilizzata è l'accoppiamento dei modelli a scala regionale a quelli a scala più grande. Le

prime limitazioni nella simulazione e nella predizione si sono avute nei modelli atmosferici ad area limitata (LAM) che avevano bisogno di prescrizioni lungo i boundary di flussi provenienti da modelli su scala globale. Anche se i processi che avvengono in atmosfera hanno caratteristiche diverse rispetto ai processi che avvengono in oceano (ad es. scale temporali, ecc.) si possono riscontrare gli stessi tipi di errori derivanti dalla prescrizione di condizioni ai boundary. Simili errori saranno dovuti fondamentalmente all'informazione fornita dal modello globale che avrà una parametrizzazione meno precisa dei processi fisici e una risoluzione minore oltre agli errori dovuti alle tecniche numeriche richieste per interfacciare i due modelli. Sarà importante scegliere sia l'estensione del dominio di interesse sia il periodo di simulazione. Il dominio sul quale verrà implementato il modello a scala Maggiore deve essere abbastanza esteso da poter includere le zone critiche per simulare i processi locali con Maggiore accuratezza. L'estensione del dominio, inoltre, sarà fondamentale anche per allontanare quanto più possibile i boundary dalla regione di interesse, in tal modo l'influenza delle condizioni prescritte sarà meno rilevante. In alcuni studi, per ottenere una migliore parametrizzazione e risoluzione si sposta il dominio di interesse ad alta risoluzione a seconda del processo che si vuole studiare (Ginis et al., 1998).

In generale, l'accoppiamento dei modelli può essere *one-way* o *two-way*. Quando le simulazioni vengono effettuate simultaneamente e vi è uno scambio di informazioni tra il modello innestato e il modello a più grande scala, si ha un *nesting* interattivo o anche detto *two-way* che richiede sia l'interpolazione dei dati da fornire al modello innestato sia il 'filtraggio' dei dati restituiti al modello a minore risoluzione (Zheng et al., 1986). Nel *one-way nesting*, invece, le simulazioni vengono effettuate in momenti diversi, le condizioni al boundary fornite dal modello a scala più grande vengono poi adoperate nel modello a scala minore o a risoluzione Maggiore. Diversamente dal caso interattivo, quindi, non si ha l'influenza delle soluzioni del modello innestato sulla dinamica del modello a scala più grande. Solo negli ultimi decenni, si stanno utilizzando tecniche di *nesting* ed in particolare il *two-way* (Oey e Chen, 1992; Fox e Maskell, 1995) per implementare modelli di circolazione oceanica per il nowcasting e il forecasting.

2. Un modello di circolazione delle acque del Golfo di Napoli

2.1 Introduzione

Negli ultimi decenni si è posta grande attenzione alla comprensione della circolazione del Mediterraneo, e in relazione a ciò sono stati sviluppati modelli per lo studio della circolazione nei sub-bacini dello stesso ed in particolare nelle zone costiere. Queste ultime costituiscono degli ambienti complessi in cui interagiscono molteplici fattori come le condizioni idrologiche, geomorfologiche, socioeconomiche. Partendo da un nucleo fondamentale rappresentato da modelli fisici si può studiare in maniera più esauriente il sistema nel suo complesso. In questo contesto, il Golfo di Napoli rappresenta un'interessante area costiera dal punto di vista oceanografico per le sue peculiari caratteristiche morfologiche e per la presenza di una costa altamente urbanizzata, scarichi urbani e immissioni di acque dolci. In particolare, il Golfo di Napoli è interessato da notevoli fenomeni di degrado che, specialmente, nella fascia costiera, danneggiano l'economia e l'ambiente. L'intensa pressione, dovuta alle attività agricole, industriali ed all'elevata densità demografica ha provocato un deterioramento generale dell'ambiente marino ed ha accentuato problemi come l'erosione costiera, la diffusione di batteri patogeni, lo sversamento di sostanze tossiche (si pensi, ad esempio, agli apporti fluviali del Sarno) e così via. Negli ultimi anni, inoltre, la scarsa attenzione verso le problematiche ambientali ha condotto ad un preoccupante degrado dell'ecosistema soprattutto delle aree costiere (Ribera d'Alcalà et al., 1989).

Al fine di ottenere un'analisi che permetta di evidenziare gli effetti dell'inquinamento sulle componenti ambientali, è necessario avere una visione globale e sinergica del comportamento dell'inquinante all'interno di tale sistema. È fondamentale, dunque, condurre studi adeguati sulle interazioni e sulle componenti ambientali interessate. Un'analisi esauriente sul comportamento di una generica sostanza richiede lo sviluppo di un modello dinamico chimico ed

ecologico: un modello dinamico per simularne il trasporto tridimensionale, quello chimico per le interazioni con l'ambiente esterno e le sue possibili trasformazioni e, il modello ecologico, infine, per simularne gli effetti, ossia gli impatti, sull'ecosistema marino.

Questa prima fase del lavoro, che comprende questo capitolo e il successivo capitolo 3, si colloca all'interno di tale studio per quanto riguarda la componente dinamica, in un contesto di studio di processo idealizzato. Gli studi modellistici presentati in questi due capitoli rappresentano una generalizzazione di analoghi studi svolti nell'ambito di una tesi di laurea in Scienze Ambientali della Facoltà di Scienze e Tecnologie dell'Università di Napoli Parthenope (Mattia 2002). Nel presente capitolo viene affrontato il problema della modellizzazione della circolazione all'interno del Golfo di Napoli attraverso uno studio idealizzato nel quale il *community model* POM viene implementato in modalità barotropica in un dominio altamente schematizzato, con forzamento da venti anch'essi idealizzati, seppur con qualche elemento di realismo (paragrafo 2.5). Nel capitolo 3 si passerà poi a studiare le proprietà di trasporto e diffusione di sostanze inquinanti relative agli schemi di circolazione ottenuti dal modello. Tali proprietà verranno determinate seguendo un approccio lagrangiano, nel quale, per la parametrizzazione della diffusione turbolenta, si è fatto uso di un modello detto di *random flight*.

2.2 Caratteristiche del modello utilizzato per la circolazione nel Golfo di Napoli

Nel primo capitolo sono state introdotte le equazioni e le approssimazioni tipiche della dinamica presente in zone costiere. Passiamo ora a descrivere in qualche dettaglio il modello utilizzato in questa prima fase del lavoro di tesi. Questo è il *Princeton Ocean Model* (POM, versione pom97; Mellor 1998) che risolve le equazioni di conservazione per la temperatura e la salinità e le equazioni tridimensionali cosiddette “primitive idrostatiche di Boussinesq”,

parametrizzando in analogia con la diffusione molecolare, i processi di sotto-griglia (si veda paragrafo 1.2). Le equazioni già viste nel primo capitolo (1.54,1.55,1.56) sono state riscritte da Blumberg e Mellor (1987) in un sistema di coordinate sigma basate sulla seguente trasformazione:

$$x^* = x, \quad y^* = y, \quad \sigma = \frac{z - \eta}{H + \eta}, \quad t^* = t$$

dove x, y, z sono le coordinate cartesiane convenzionali, H è il valore di batimetria e η è la superficie libera. Il principale vantaggio di un sistema di coordinate sigma è quello di conservare, al variare della profondità, il numero di livelli verticali. Si tratta perciò di un'utile caratteristica, quando si trattano forti variazioni topografiche (Mellor, 1998). Il POM adotta la tecnica numerica del cosiddetto “*mode splitting*” (Blumberg e Mellor, 1987; Mellor, 1998), che permette il calcolo separato dell'elevazione risolvendo il trasporto di volume (modo esterno o barotropico) separatamente dal calcolo della velocità tridimensionale e della termodinamica (modo interno o baroclino). Il modello numerico fa uso, inoltre, di due schemi di approssimazione. Per la discretizzazione spaziale si applica uno schema alle differenze finite sulla grid-C di Arakawa (si veda il paragrafo 1.4). La discretizzazione temporale, lungo la verticale, a differenza di quella orizzontale, è condotta in maniera implicita, rendendo così incondizionatamente stabile lo schema numerico verticale. Per assicurare, poi, la stabilità nel piano orizzontale, dove è utilizzato uno schema esplicito *leap-frog* (si veda il paragrafo 1.4), il POM rispetta la condizione CFL (1.60).

Negli esperimenti effettuati il modello è stato utilizzato nella modalità barotropica, trascurando i termini cosiddetti “dispersivi” e “di galleggiamento” (Mellor, 1998) ed una formula quadratica è stata assegnata all'attrito sul fondo così come l'attrito del vento in superficie. Le equazioni risolte nel modo esterno si ottengono integrando le equazioni in coordinate σ fra il fondo ($\sigma = -1$) e la superficie ($\sigma = 0$) e usando la condizione al bordo:

$$w(x, y, 0) = w(x, y, -1) = 0 \tag{2.1}$$

Sostanzialmente il POM, così come utilizzato in questo lavoro, risolve le equazioni in *shallow water* riferite al sistema di coordinate σ :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial UD}{\partial x} + \frac{\partial VD}{\partial y} = 0 \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial UD}{\partial t} + \frac{\partial U^2 D}{\partial x} + \frac{\partial UVD}{\partial y} - fVD + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left[H 2 A_M \frac{\partial U}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[H A_M \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right] + \\ + (\tau_b - \tau_w)_x - \frac{gD}{\rho_0} \int_{-1}^0 \int_{\sigma} \left[D \frac{\partial \rho'}{\partial x} - \frac{\partial D}{\partial x} \sigma' \frac{\partial \rho'}{\partial \sigma} \right] d\sigma' d\sigma \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial VD}{\partial t} + \frac{\partial V^2 D}{\partial y} + \frac{\partial UVD}{\partial x} + fUD + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[H 2 A_M \frac{\partial V}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[H A_M \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right] + \\ + (\tau_b - \tau_w)_y - \frac{gD}{\rho_0} \int_{-1}^0 \int_{\sigma} \left[D \frac{\partial \rho'}{\partial y} - \frac{\partial D}{\partial y} \sigma' \frac{\partial \rho'}{\partial \sigma} \right] d\sigma' d\sigma \end{aligned} \quad (2.4)$$

dove $U \equiv (U, V)$ è la velocità mediata in verticale:

$$U \equiv \int_{-1}^0 (u) d\sigma \quad (2.5)$$

In $z = H \equiv \sigma = 0$, cioè in superficie, vale:

$$\frac{K_M}{D} \left(\frac{\partial u}{\partial \sigma} \right) = (\tau_w)_{xy} \quad (2.6)$$

dove $(\tau_w)_{xy}$ è il vettore dello stress del vento superficiale. In $z = -H \equiv \sigma = -1$ (al fondo), invece, si ha:

$$\frac{K_M}{D} \left(\frac{\partial u}{\partial \sigma} \right) = (\tau_b)_{xy} \quad (2.7)$$

dove $(\tau_w)_{xy}$ è il vettore dello stress sul fondo. Il modello ha una risoluzione spaziale $\Delta x = \Delta y = 1 \text{ km}$, mentre il coefficiente di viscosità turbolenta orizzontale è

stato mantenuto costante $A_M = 200 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ così come il coefficiente di viscosità turbolenta verticale $K_M = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

2.3 Fenomenologia della locale circolazione costiera

Il Golfo di Napoli costituisce un piccolo bacino semichiuso lungo la costa meridionale del mar Tirreno che racchiude una zona del mare della piattaforma continentale, con forma quasi rettangolare, di circa 300 kmq. Esso è delimitato da un profilo costiero irregolare che alterna coste alte e rocciose a litorali sabbiosi col settore di sud-ovest connesso col mar Tirreno attraverso la “Bocca Grande ” e la “ Bocca Piccola”, aperture disposte rispettivamente sulla congiungente tra le isole di Ischia e Punta Campanella.



Fig.2.1 Area di studio: Golfo di Napoli

Le conoscenze oceanografiche del Golfo derivano sostanzialmente da studi condotti con Maggiore continuità a partire dagli anni '70 attraverso campagne sperimentali per lo studio della dinamica delle masse d'acqua (De Maio e Moretti, 1973; Moretti et al., 1977; Moretti et al., 1978; De Maio et al., 1982; De Maio et al., 1985; Budillon et al., 1996). Questi studi hanno permesso di definire alcuni schemi tipici della circolazione superficiale che sono strettamente legati alla circolazione presente nel mar Tirreno. In particolare, due sono gli schemi di circolazione che vengono mostrati qui di seguito (De Maio et al., 1981). In presenza di un flusso tirrenico diretto verso settentrione la parte interna del Golfo è interessata quasi interamente da una circolazione ciclonica che favorisce il ricambio delle acque e presenta un piccolo vortice anticiclonico nel settore più orientale, in prossimità del fiume Sarno. Nel caso invece di corrente tirrenica diretta verso meridione le acque più esterne del Golfo seguono l'andamento del flusso di mare aperto interessando la zona di mare compresa tra l'isola di Ischia e di Capri, mentre quelle interne sono caratterizzate, nella parte centrale, da un grande vortice ciclonico e da due vortici anticiclonici, di dimensioni ridotte, situati nello specchio d'acqua antistante la città di Napoli e del fiume Sarno. Tali risultati sono stati sostanzialmente confermati dall'applicazione di un modello di circolazione barotropica (Gravili et al., 2001) forzato sia dalla circolazione a più grande scala del Tirreno, sia da venti idealizzati.

In particolare, vengono mostrati quattro pattern di circolazione derivanti da dati sperimentali che si riferiscono ad un periodo che va dal 29 Marzo al 6 Aprile del 1977.

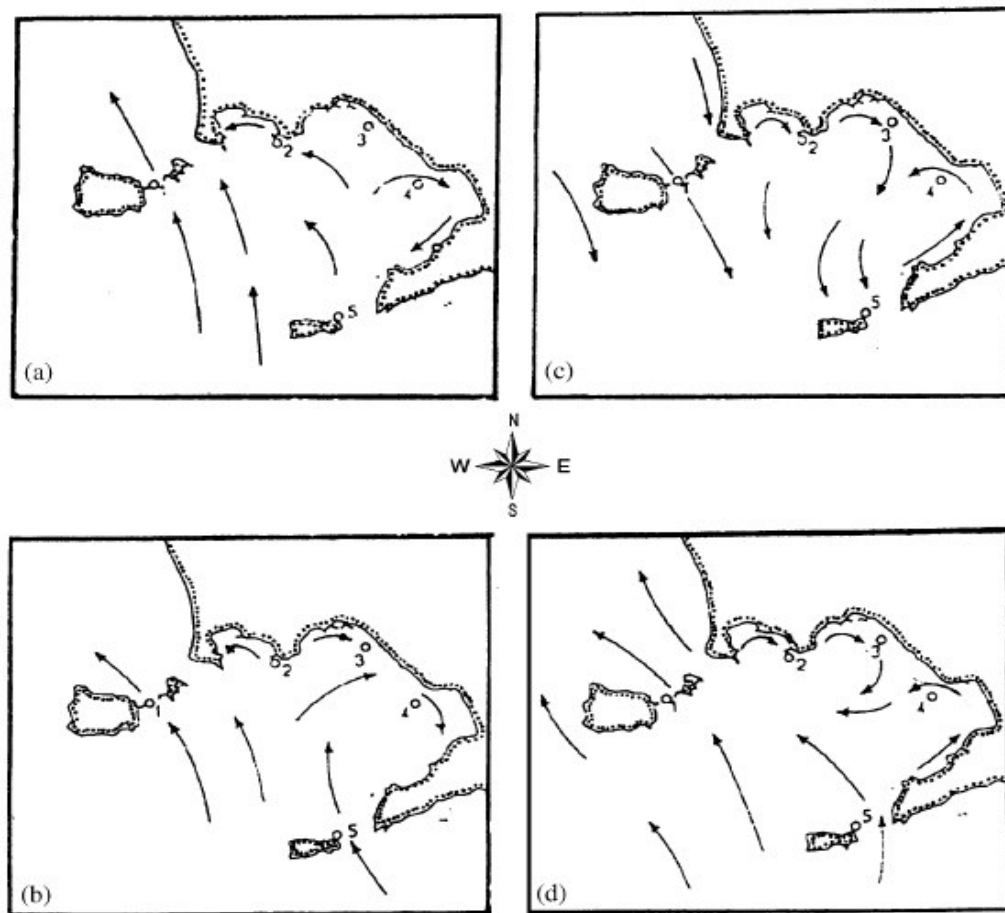


Fig.2.2 Rappresentazione schematica della circolazione media nel Golfo di Napoli: periodo 27-30 Marzo (a); 31 Marzo (b); 1° Aprile (c); 2-6 Aprile 1977 (d) (De Maio et al.,1981)

Nella prima Figura 2.2a si osserva una corrente settentrionale media di 10 cm/s che induce una circolazione debole in prossimità del Golfo di Pozzuoli e del Golfo di Castellammare. Le direzioni registrate nei punti 2 e 4 fanno pensare alla presenza di due circolazioni secondarie, ciclonica nel Golfo di Pozzuoli e anticiclonica nel Golfo di Castellammare. Le Figure successive 2.2b,c possono essere considerate come un periodo di transizione. In Figura 2.2d, infine, è presente all'interno del Golfo una circolazione che da debole e divergente diventa più intensa e convergente nella zona antistante il Vesuvio. Tale schema che permane per un periodo di quattro giorni sembra favorire il ricambio delle acque interne.

2.4 Implementazione del POM sul Golfo di Napoli

Il modello è stato applicato al Golfo di Napoli, considerando un'estensione di 60×50 km con una risoluzione spaziale di 1 km. Per ottenere una simile geometria con una risoluzione di 1 km, è stato considerato il dominio utilizzato da Gravili et al. (2001).

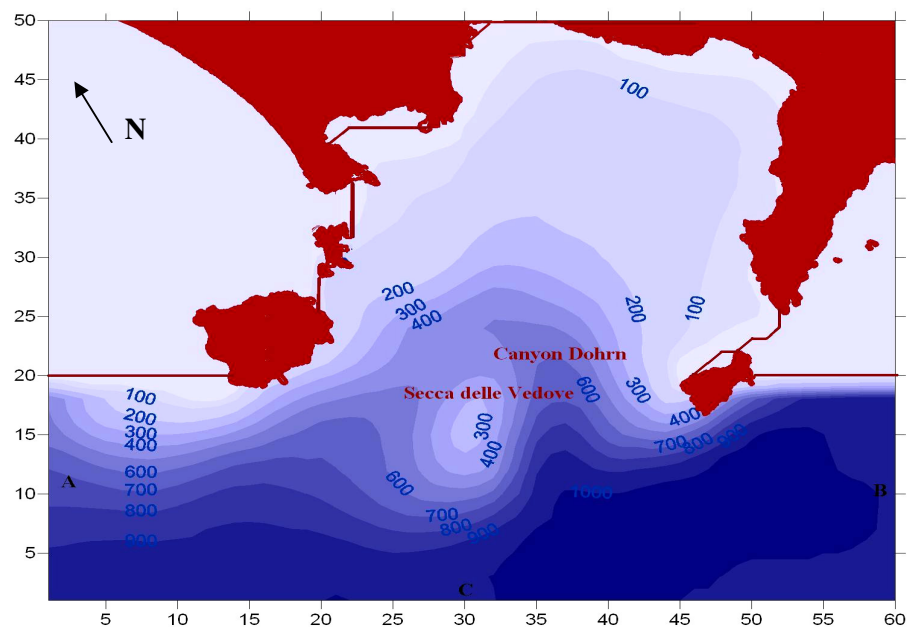


Fig.2.3 Dominio di integrazione del POM.

Al pari del precedente lavoro, si è adottato un riferimento cartesiano in cui l'asse x è una retta parallela alla congiungente Capri-Ischia e quello della y forma un angolo di 32° con il Nord geografico. Come si può vedere in Figura 2.3, il dominio comprende, oltre il Golfo di Napoli, anche una zona che include una vasta fascia di mare aperto che oltre a permettere l'interazione della corrente tirrenica con quella relativa alle acque più interne minimizza l'effetto del boundary sulla circolazione presente all'interno del Golfo. Il dominio di integrazione comprende un boundary fittizio (C) più esterno dove la velocità normale è imposta uguale a zero. I canali tra Ischia e Procida, Procida e Capo

Miseno e tra Capri e Sorrento sono chiusi per semplicità, considerando che il trasporto può essere trascurato, date le basse profondità raggiunte in tali zone (50-100 m). Tale semplificazione sono state effettuate in quanto non si ritenevano importanti ai fini della dispersione di tracciante su scala del Golfo presentata nel capitolo successivo. Facendo riferimento ai risultati conseguiti da un modello di circolazione sotto le ipotesi di *shallow water* (Gravili et al., 2001), sono stati imposti flussi in ingresso e in uscita in corrispondenza dei boundary B e A, rispettivamente. Questi flussi sono calibrati in maniera tale da assicurare la conservazione della massa all'interno del dominio di integrazione, e la velocità tipica risultante ai bordi è di 1 cm/s. Tale scelta è confermata dai risultati di uno studio numerico sulla circolazione barotropica condotto nel mar Tirreno (Pierini e Simioli, 1998). Questo modello forzato da dati climatologici mediati su un periodo di 9 anni (1980-1988) del *National Meteorological Centre* (Pierini e Simioli, 1995) ha mostrato una direzione prevalente verso N/W, corrispondente ad una circolazione ciclonica che interessa l'intero bacino del mar Tirreno. Tale flusso è presente in tutti i periodi dell'anno tranne in quello estivo laddove si ha Maggiore variabilità e correnti di intensità minori. Paragonando il valore tipico della velocità mediato sulla verticale stimato da Pierini e Simioli (1998) e da Gravili et al. (2001), cioè 1 cm/s, all'intensità delle correnti superficiali misurate da De Maio et al. (1989) nella stessa area (5-10 cm/s), si desume che la componente baroclina non è trascurabile. L'utilizzo del modello numerico in modalità baroclina probabilmente risulterebbe in correnti superficiali più intense, oltre ovviamente a fornire informazioni sulla struttura verticale, Maggiormente importante nei periodi estivi (si vedano i capitoli 4 e 5). Va sottolineato che in questa prima fase, l'attenzione è focalizzata sulla circolazione mediata nel Golfo indotta direttamente dallo stress del vento e dalla circolazione a più grande scala del Tirreno. Tali risposte relativamente realistiche mantengono un grado di semplicità, ma allo stesso tempo forniscono una buona conoscenza della dinamica che avviene all'interno del Golfo supportata, come vedremo, anche dai dati sperimentali.

2.5 Risultati

I pattern di circolazione presenti nel Golfo sono determinati dall'implementazione del POM in modalità barotropica, forzato da stress del vento superficiale e da correnti imposte lungo i boundary aperti (Mellor, 1998). Il modello è stato forzato mediante stress di vento medio mensile ottenuto dal *Southampton Oceanography Centre – SOCGASC97* (Josey et al., 1999) per un periodo che va dal Gennaio al Dicembre del 1998. Ogni media mensile rappresenta lo stress relativo al 30° giorno del mese preso in esame. Per ottenere, poi, i valori nei giorni restanti viene effettuata un'interpolazione lineare tra un valore di un mese e quello del mese successivo. Le Figure 2.4a,b si riferiscono alle due componenti dello stress superficiale del vento così come utilizzate nel POM.

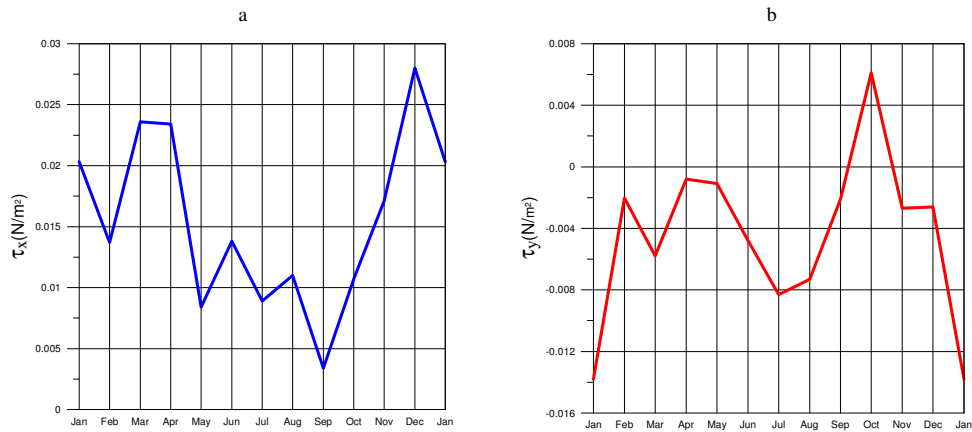
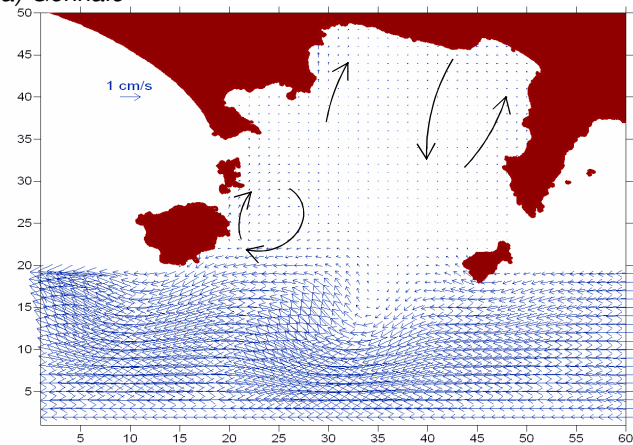


Fig.2.4 Componenti dello stress del vento nel Golfo di Napoli (<http://iridl.ldeo.columbia.edu/SOURCES/>)

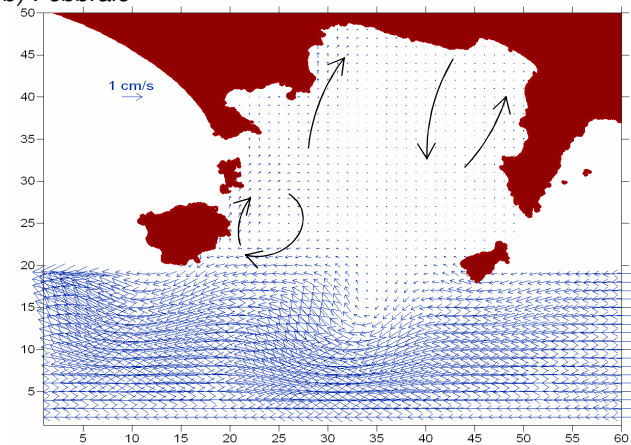
Sono di seguito riportati i campi di velocità mediati; ogni campo si riferisce alla media effettuata sui 30 giorni dello stesso mese. Una caratteristica importante è che la profondità relativamente bassa presente all'interno del Golfo fa sì che vi sia una risposta rapida ai forzanti esterni. La presenza, inoltre, della Secca delle Vedove e del Canyon Dohrn tra l'isola di Ischia e Capri (si veda Figura 2.3) genera un gyre topografico che influisce sulla circolazione delle acque interne. Osservando i risultati è possibile, innanzitutto, riscontrare valori relativamente

bassi della velocità all'interno del Golfo. Nei primi due mesi (si vedano le Figure 2.5a,b) si ottengono delle velocità apprezzabili soltanto lungo le coste settentrionali accompagnate da una piccola ricircolazione anticiclonica prossima all'isola di Ischia. Dai risultati ottenuti si può notare, inoltre, nelle Figure 2.5c,d rappresentanti mesi di Marzo e Aprile, quando si ha un vento prevalente da sud-est, un'intensificazione della corrente sotto costa che segue l'andamento della batimetria. Simili intensificazioni interessano la zona antistante Napoli. Il Golfo di Pozzuoli è caratterizzato da una circolazione anticiclonica. In prossimità di Ischia si ha, invece, una piccola ricircolazione. La circolazione interna è ciclonica e riguarda l'isola di Capri e la Penisola Sorrentina. È possibile inoltre confrontare simili circolazioni con quelle della Figura 2.2b che presenta gli stessi pattern ad esclusione del Golfo di Pozzuoli che ha, invece, una circolazione ciclonica. I mesi di Agosto e di Settembre (si vedano le Figure 2.6d, 2.6a) presentano un gyre ciclonico nella parte orientale del Golfo accompagnato da una zona di convergenza nell'area antistante Napoli. Ischia e Procida vengono interessate da circolazioni cicloniche di minore intensità. Gli stessi pattern possono essere riscontrati in Figura 2.2d.

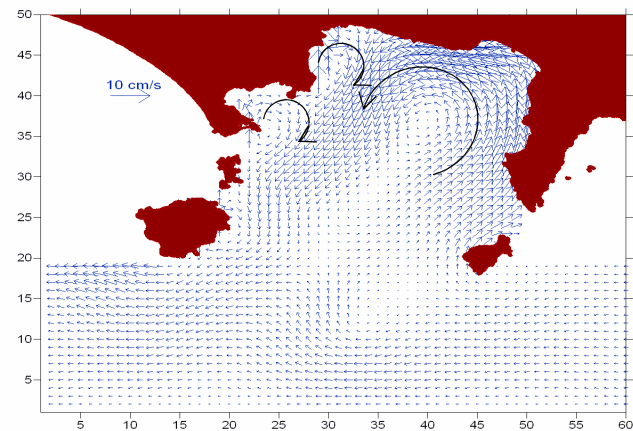
a) Gennaio



b) Febbraio



c) Marzo



d) Aprile

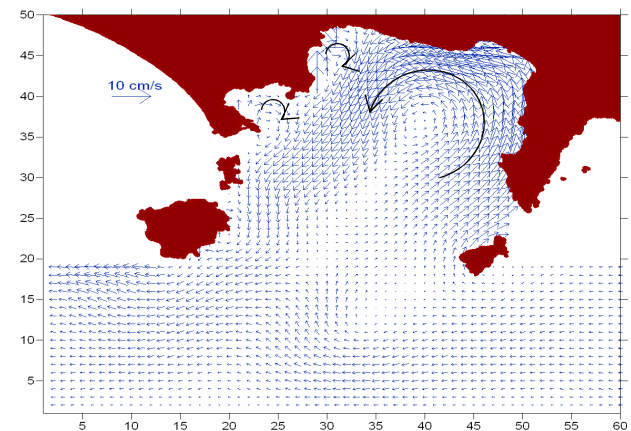
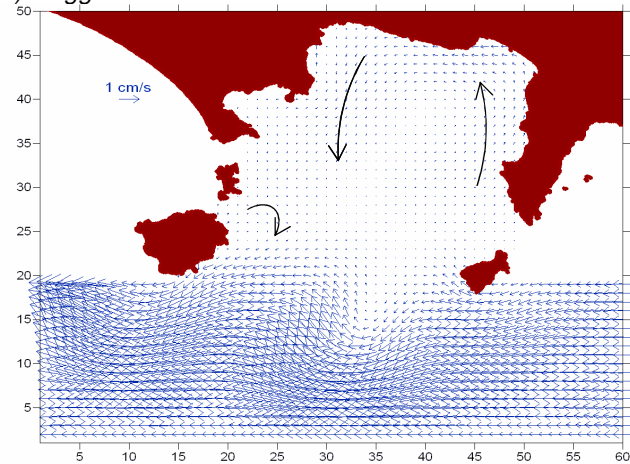
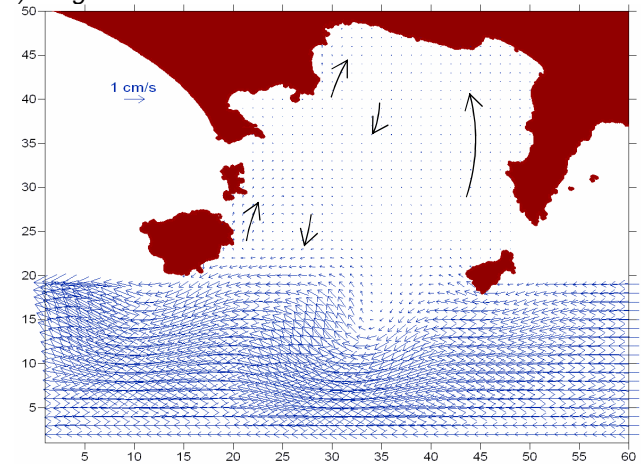


Fig.2.5 Campi di velocità ottenuti forzando il POM in modalità barotropica mediante venti variabili e correnti settentrionali

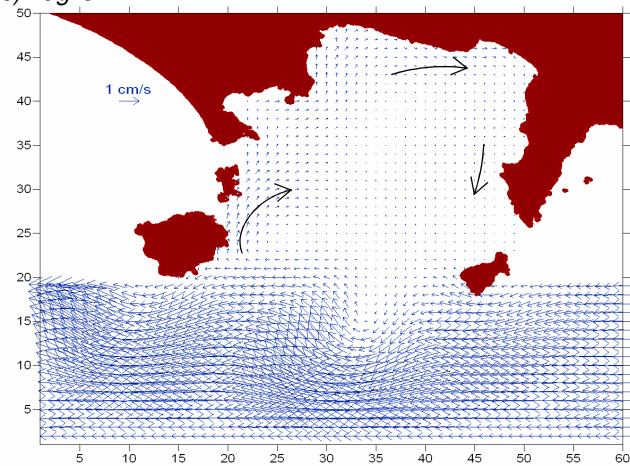
a) Maggio



b) Giugno



c) Luglio



d) Agosto

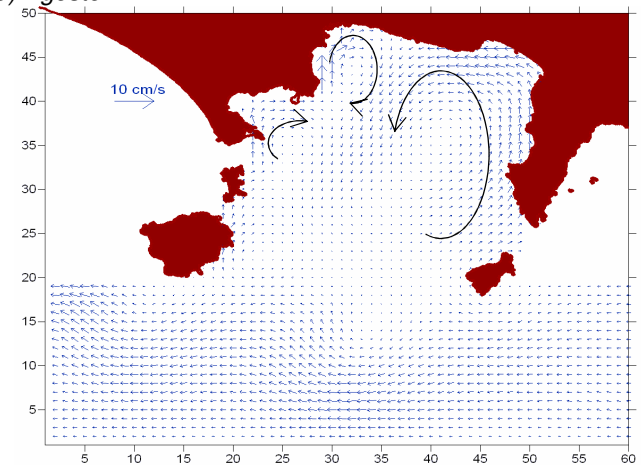
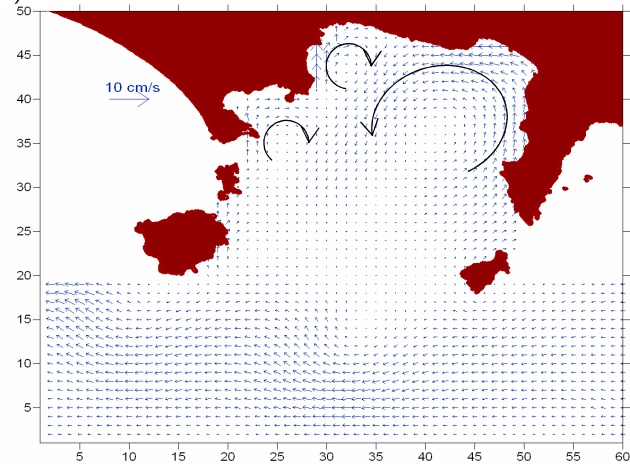
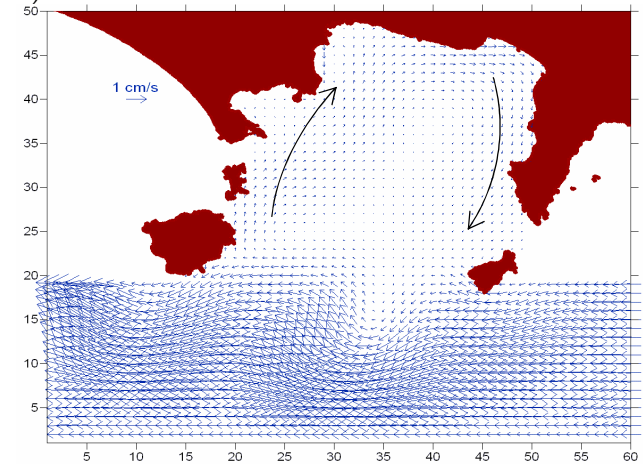


Fig.2.6 Campi di velocità ottenuti forzando il POM in modalità barotropica mediante venti variabili e correnti settentrionali

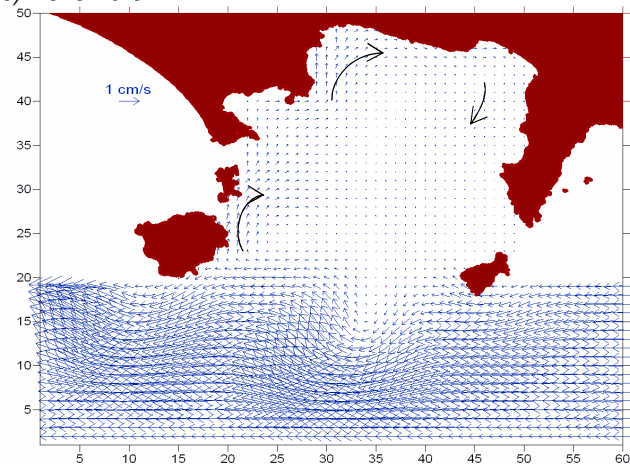
a) Settembre



b) Ottobre



c) Novembre



d) Dicembre

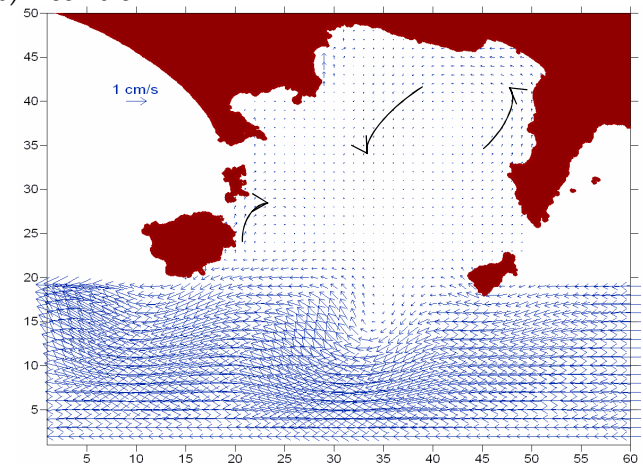


Fig. 2.7 Campi di velocità ottenuti forzando il POM in modalità barotropica mediante venti variabili e correnti settentrionali

Il mese di Luglio in Figura 2.6c, invece, è caratterizzato da una circolazione anticiclonica simile alla Figura 2.2b, ma con valori minori delle correnti. In Ottobre si veda la Figura 2.7b, invece, quando si ha una diminuzione del vento da E ed un aumento del vento da N si ha la formazione di un gyre anticiclonico nella parte più orientale del Golfo. Così come nel mese di Novembre Figura 2.7c, in prossimità delle coste occidentali, è presente una corrente che entra nel Golfo fino a toccare la zona antistante Napoli. Il mese di Dicembre, in Figura 2.7d, mostra una piccola zona di convergenza nell'area antistante Napoli che è accompagnata da un gyre ciclonico seppur caratterizzato da velocità basse. È da ricordare, infatti, che tranne i mesi di Marzo, Aprile, Agosto e Settembre le correnti presenti all'interno del Golfo sono basse se rapportate ai dati sperimentali precedentemente citati. Come già detto tali valori dipendono, soprattutto dall'applicazione del POM in modalità barotropica, e corrispondono quindi a valori mediati sulla verticale dall'imposizione ai boundary aperti di una corrente con valori bassi rispetto a quelli misurati.

3. Simulazioni di traiettorie lagrangiane per lo studio dei processi di trasporto e dispersione nel Golfo di Napoli

3.1 Introduzione

Dopo aver analizzato la dinamica barotropica presente nel Golfo di Napoli, passiamo ad analizzare il trasporto di generiche sostanze che si diffondono in mare. Il primo passo consiste nel considerare, brevemente, il problema della diffusione e, successivamente, il modello utilizzato per il trasporto.

Uno degli aspetti fondamentali nello studio dell'impatto di sostanze inquinanti immesse a mare riguarda la conoscenza dei meccanismi e dei processi attraverso i quali le sostanze si disperdono nel sistema. Per dispersione si intende la tendenza per un gruppo di particelle, inizialmente concentrate in prossimità di un punto nello spazio, ad disperdersi nel tempo, secondo il moto irregolare di ogni particella, occupando gradualmente un'area sempre più grande intorno alla posizione iniziale. La dinamica di tale processo dipende dalle caratteristiche fisico-chimiche del mezzo, oltre che dalle caratteristiche intrinseche della sostanza stessa, quali la composizione molecolare, la densità, etc. In aggiunta a ciò, la dispersione è fortemente influenzata dalle condizioni dinamiche del flusso. Le particelle immesse in campi prevalentemente turbolenti, quali quelli caratterizzanti il moto in atmosfera e in oceano, sono, infatti, coinvolte in una serie di moti a varie scale, di varie forme e dimensioni che non sono assimilabili ad una qualsiasi struttura di flusso regolare (si veda paragrafo 1.2). I modelli matematici possono rappresentare un valido strumento per analizzare e predire quantitativamente processi quali ad esempio la diffusione passiva ossia la diffusione di elementi la cui presenza non influenza la dinamica sottostante.

In generale, l'analisi dei processi diffusivi può essere svolta tramite due approcci fondamentali:

- **approccio euleriano**
- **approccio lagrangiano**

I modelli lagrangiani forniscono mappe di distribuzione di particelle a vari istanti, mentre i modelli euleriani danno mappe di concentrazione. In questo studio, si è utilizzato l'approccio lagrangiano e si è focalizzato l'interesse sul destino di singole particelle nei campi di moto descritti nel capitolo precedente. Volendo simulare la traiettoria di una particella rilasciata all'interno di un dominio, come quello rappresentativo del Golfo di Napoli, in presenza di turbolenza, si ha quindi bisogno di riprodurre, in particolare, quest'ultima caratteristica del moto.

Il moto casuale di un insieme di particelle, tipicamente, conduce alla loro dispersione nello spazio circostante. Supponiamo quindi di avere una particella 'marcata' posta nel punto x_0 all'istante iniziale t_0 che per un motivo qualsiasi effettua un moto casuale e si porta all'istante t , successivo a t_0 , nella posizione x . Il suo spostamento $x - x_0$ è una funzione aleatoria del tempo che può essere descritta in termini di densità di probabilità $P(x - x_0, t)$. Supponiamo ora di rilasciare al tempo t_0 nel punto x_0 un gran numero di particelle e di misurare al tempo t , in un elemento di volume dx rappresentante un intorno di x , la frazione F di particelle in esso contenute. Ripetendo questo procedimento N volte, con N elevato, si otterranno N valori diversi di F che mediati forniscono un'utile approssimazione sperimentale di $P(x - x_0, t)$. Questo tipo di media, effettuata su tante possibili realizzazioni dell'esperimento, è chiamata media sull'ensemble. Si ha:

$$\langle F \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N F_i \quad (3.1)$$

Vale la pena di sottolineare che in questo procedimento si può anche definire la concentrazione media sull'ensemble come la massa delle particelle trovate nell'elemento di fluido dx , cioè:

$$C(x, t) = QP(x - x_0, t) \quad (3.2)$$

dove Q rappresenta la massa totale delle particelle rilasciate all'istante iniziale t_0 . La formula precedente è di fondamentale importanza nella teoria della diffusione

turbolenta in quanto fornisce un legame tra una quantità euleriana, la concentrazione C , e una lagrangiana, la densità di probabilità degli spostamenti delle particelle (Csanady, 1980) e assicura la formale equivalenza dei due approcci (in particolare, in questo caso, per un rilascio puntuale nello spazio e nel tempo).

3.2 Caratteristiche del modello stocastico utilizzato

Il modello utilizzato per la simulazione delle traiettorie, appartenente alla cosiddetta categoria “*random flight*”, descrive la traiettoria bidimensionale di una particella immersa in un flusso turbolento omogeneo ed avente le componenti della velocità indipendenti. Le equazioni in forma incrementale risolte dal modello sono:

$$dx_i = (U_i + u_i') dt \quad (3.3)$$

$$du_i = -\frac{u_i'}{T_i} dt + f_i d\mu_i \quad (3.4)$$

$$\text{con } f_i = \sqrt{\frac{\sigma_i}{T_i}} \quad (3.5)$$

con condizioni iniziali $x_i(0)=0$ e $u_i'(0)=\hat{u}_i$, dove \hat{u}_i rappresenta un incremento casuale ottenuto da una distribuzione Gaussiana avente valore medio nullo e varianza σ_i , f_i^2 rappresenta il coefficiente di diffusione; T_i è la scala temporale della turbolenza; $d\mu_i$ è un incremento casuale ottenuto da una distribuzione normale a valore medio $\langle d\mu_i \rangle = 0$ e momento del secondo ordine $\langle d\mu_i \cdot d\mu_i \rangle = 2dt$.

L'equazione 3.3 rappresenta l'equazione della traiettoria; essa evidenzia come il moto sia caratterizzato da due contributi distinti, uno di tipo deterministico rappresentato da Udt e l'altro, $u dt$, di tipo stocastico. Come si vede dall'equazione 3.4, la velocità turbolenta u lungo la traiettoria seguita dalla particella è un processo Markoviano. Fisicamente questo significa che quando una particella si muove attraverso il fluido, ad ogni istante perde una frazione della sua velocità $u(dt/T)$ ed in cambio riceve un impulso casuale dovuto al moto turbolento del flusso. La conseguenza di questo è che la particella “perde

memoria” della sua velocità iniziale in modo progressivo, cioè la particella “conserva la memoria” della sua velocità turbolenta iniziale per un tempo finito di ordine T . Inoltre, esaminando ancora l’ultima equazione, si osserva come l’accelerazione presenti una discontinuità ad ogni passo temporale dt ; questa caratteristica fa sì che il modello non sia completamente realistico; d’altro canto, le scale temporali sulle quali l’accelerazione è correlata sono abbastanza piccole da fare ritenere infinitesima quella delle accelerazioni (ad esempio i flussi di mesoscala, vedi Zambianchi e Griffa, 1994), il metodo offre risultati soddisfacenti.

Come già detto il modello “random flight” risolve le equazioni 3.3, 3.4, 3.5. Per simulare la parte stocastica della velocità data dalla 3.4, si ha il bisogno d’incrementi casuali. Nel modello è utilizzato un generatore di numeri casuali distribuiti secondo una densità di probabilità uniforme a partire dalla quale si è ottenuta una distribuzione gaussiana (come richiesto per la condizione iniziale della velocità turbolenta e per l’incremento $d\mu_i$). La soluzione numerica è espressa dalle seguenti equazioni:

$$u_{n+1} = u_n - u_n \left(\frac{\Delta t}{T} \right) + \sqrt{\frac{2\sigma\Delta t}{T}} (STOCHu) \quad (3.6)$$

$$v_{n+1} = v_n - v_n \left(\frac{\Delta t}{T} \right) + \sqrt{\frac{2\sigma\Delta t}{T}} (STOCHv) \quad (3.7)$$

dove $STOCHu$ e $STOCHv$ rappresentano i valori casuali forniti dal modello.

3.2.1 Interpolazione dei campi medi e calcolo della posizione

Nel precedente capitolo si è visto in che modo sono stati calcolati i campi medi di circolazione nel Golfo di Napoli; ai fini della ricostruzione delle traiettorie delle particelle di tracciante è necessario operare un’interpolazione di tali campi nei punti del dominio ove le particelle si vengono a trovare e che tipicamente non coincideranno con i punti di griglia dove il modello di circolazione deriva il valore della velocità. Il processo di interpolazione consiste in due stadi: trovare la funzione che meglio approssima i valori noti; valutare la funzione interpolante nel

punto desiderato. E' computazionalmente più efficiente e meno soggetto ad errori di arrotondamento il metodo che consiste nello stimare la velocità direttamente dai valori conosciuti ogni volta che sia richiesto. Molteplici sono i metodi che lavorano in tal senso; nel modello è stato utilizzato il metodo polinomiale di Lagrange per interpolare i campi medi. Per ottenere le traiettorie delle particelle, noti i dati delle velocità si attua un'interpolazione polinomiale del 4° ordine, in tal modo il punto (x, y) è definito all'interno di un grigliato 4×4 costituito dai 16 punti più vicini al punto in cui è invece noto il valore della velocità. Sulla base delle scelte fatte, la relazione che viene applicata è la seguente:

$$V(x, y) = \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 V(x_i, y_j) \times \left[\frac{\prod_{p=1, p \neq i}^4 (x - x_p) \prod_{q=1, q \neq j}^4 (y - y_q)}{\prod_{p=1, p \neq i}^4 (x_i - x_p) \prod_{q=1, q \neq j}^4 (y_j - y_q)} \right] \quad (3.8)$$

Viene effettuata una doppia interpolazione per ottenere le componenti del vettore velocità, secondo le direzioni di un sistema di riferimento cartesiano nel piano orizzontale.

Ottenuti i campi di velocità interpolati, è necessario calcolare la posizione delle particelle immerse nel dominio ad ogni istante desiderato. A tal fine, si è utilizzato il metodo di Runge-Kutta del secondo ordine dato dalle seguenti relazioni:

$$y_{n+1} = y_n + ak_1 + bk_2 \quad (3.9)$$

dove

$$k_1 = hf'(x_n, y_n) \text{ e } k_2 = hf'(x_n + \alpha h y_n + \beta k_1) \quad (3.10)$$

con $a = b = 1/2$ e $\alpha = \beta = 1$. In particolare, l'incremento h corrisponde all'intervallo temporale tra due successive posizioni e la derivata di f alla velocità della particella nel punto considerato.

3.2.2 Condizioni ai bordi

Una volta descritto il metodo per il calcolo della posizione di una particella, è necessario definire le condizioni che si devono verificare quando una particella, a causa della turbolenza, viene in contatto con una parete. Le condizioni al contorno devono essere tali da garantire ad una qualsiasi particella, che supera i limiti imposti dai boundary, di essere riportata all'interno del dominio. Tali condizioni non sono necessarie nei casi in cui una particella raggiunge la zona d'uscita; per quanto riguarda tale condizione, vi è all'interno del modello un test che, una volta definita tale posizione, fa sì che la simulazione si arresti. Nel modello, queste esigenze sono soddisfatte nel seguente modo: al primo passo del metodo di Runge-Kutta, calcolata la posizione intermedia, in funzione della sola componente media della velocità, si può verificare il caso in cui tale posizione sia posta oltre i limiti del dominio. Non potendo agire sui valori del campo medio, si riporta la particella all'interno del dominio nella posizione massima raggiungibile rispettando i limiti dei boundary ovvero sul bordo superato. Al secondo passo del metodo di Runge-Kutta, si calcola la posizione successiva con l'aggiunta della componente turbolenta. Se la particella si trova nuovamente oltre i limiti, la condizione che è imposta è quella della riflessione assoluta sul boundary. Come si vedrà nel seguito, i rilasci effettuati sono relativi anche a più di una particella, il modello è tale, infatti, da permettere un rilascio di particelle in un intorno della posizione scelta. Quest'ultimo è rappresentato da un quadrato avente i lati di lunghezza 1 km, le posizioni delle varie particelle al suo interno sono definite in maniera casuale.

3.2.3 Quantità totale di tracciante e tempo di residenza

Nel caso di rilasci di più di una particella, si può caratterizzare la dispersione da un punto di vista macroscopico, utilizzando quantità integrali (Taylor 1953). Si considerano l'evoluzione temporale di $C(t)$ ed il tempo di residenza T , definiti come (Buffoni et al., 1997):

$$C(t) = \int_{\Omega} c(t, x) dx \quad (3.11)$$

$$T = \int_0^{\infty} C(t') dt' \quad (3.12)$$

dove $c(t,x)$ è la quantità totale di tracciante (o particelle) normalizzata nel punto x e al tempo t e Ω rappresenta il bacino. T è la misura del tempo medio speso da una particella nel bacino. In Buffoni (1997) sono definiti $C(t)$ e T come:

$$T = \lim_{t \rightarrow \infty} T^*(t) \quad (3.13)$$

dove si ha

$$T^* = t \frac{N(t)}{N(0)} + \sum_{i=1}^{N_e(t)} \frac{t_{ei}}{N(0)} \quad (3.14)$$

Il termine di sommatoria rappresenta il tempo trascorso nel dominio dalle particelle uscite. Inoltre, il rapporto tra il numero di particelle rimaste all'interno del bacino al tempo t e il numero totale di particelle rilasciate all'inizio della simulazione è definito come la quantità totale di tracciante al tempo t , in altre parole:

$$C(t) = \frac{N(t)}{N(0)} \quad (3.15)$$

Nell'equazione precedente, il numero di particelle che escono dal bacino al tempo t , è definito come $N_e(t) = N(0) - N(t)$, invece il termine t_{ei} è il tempo impiegato dall' i -ma particella per uscire.

3.3 Implementazione del modello lagrangiano sul Golfo di Napoli

Tramite il modello lagrangiano precedentemente descritto viene investigata la componente diffusiva. La diffusività data dal prodotto della varianza della velocità turbolenta per il tempo di decorrelazione lagrangiana, negli esperimenti descritti nel seguito è stata posta $K = 10 m^2 s^{-1}$, in accordo con i valori suggeriti da Okubo

(1971) per dinamiche diffusive su scale tipiche dell'ordine di quelle simulate. In aggiunta a una valutazione di tipo descrittivo dei risultati delle simulazioni di traiettorie, la dispersione di particelle inizialmente messe a mare all'interno di un bacino semichiuso, quale il Golfo di Napoli, nel seguito è anche descritta considerando l'evoluzione temporale della sua quantità totale nel bacino, $C(t)$, e il suo tempo di residenza, T . Gli esperimenti sul trasporto e la dispersione sono stati condotti effettuando alcuni rilasci nei punti più significativi del bacino quali le regioni interne alle formazioni ricircolanti e/o caratterizzate da linee di flusso aperte. I rilasci sono di 1000 particelle in zone diverse in un box quadrato di lato 1 km, o di una particella per ogni punto di griglia (vedi Tabella 3.1) in varie situazioni dinamiche.

<p><u>Esperimento I</u> (campo forzato da vento presente in Gennaio v. Figg. 2.3a, b) durata 12 mesi</p> <ul style="list-style-type: none"> • Fig. 3.1a effettuati due rilasci • Fig. 3.1b effettuato un unico rilascio <p><u>Esperimento II</u> (campo forzato da vento presente in Gennaio v. Figg. 2.3a, b) durata 12 mesi</p> <ul style="list-style-type: none"> • Fig. 3.2 a effettuato un unico rilascio come in Fig. 3.1 b (aggiunta la componente turbolenta) <p><u>Esperimento III</u> (campo forzato da venti variabili v. Figg. 2.3a, b) durata 12 mesi</p> <ul style="list-style-type: none"> • Fig. 3.2 b effettuato un unico rilascio come in Fig. 3.1 b <p><u>Esperimento IV</u> (campo forzato da venti variabili v. Figg. 2.3a, b) durata 4 mesi</p> <ul style="list-style-type: none"> • Fig. 3.4 a effettuato un unico rilascio <p><u>Esperimento V</u> (campo forzato da venti variabili v. Figg. 2.3a, b) durata 4 mesi</p> <ul style="list-style-type: none"> • Fig. 3.4 b effettuato un unico rilascio come in Fig. 3.3 a (aggiunta la componente turbolenta) <p><u>Esperimento VI</u> (campo forzato da vento presente in Gennaio v. Figg. 2.3a, b) durata 11 mesi</p> <p>Rilasci effettuati in ogni punto griglia presente all'interno del Golfo.</p> <ul style="list-style-type: none"> • a) Fig. 3.5 a • b) Fig. 3.5 b (aggiunta la componente turbolenta) <p><u>Esperimento VII</u> (campo forzato da venti variabili v. Figg. 2.3a, b) durata 11 mesi</p> <p>Rilasci effettuati in Maggio in ogni punto di griglia presente all'interno del Golfo.</p> <ul style="list-style-type: none"> • a) Fig. 3.6 a • b) Fig. 3.6 b (aggiunta la componente turbolenta)

Tabella 3.1 Caratteristiche delle simulazioni effettuate

Passiamo ora ad analizzare i risultati derivanti dall' esperimento I che ha la durata di 12 mesi, la circolazione del Golfo è limitata al campo medio forzato da un vento costante caratteristico del mese di Gennaio. Questo mese come si può vedere in Figura 2.5 a è caratterizzato da correnti molto deboli. Sono stati scelti tre punti di rilascio. Per quanto concerne i primi due punti, come si può notare

dalla Figura 3.1a, la componente avvertiva molto debole non riesce ad attuare una efficace dispersione, le particelle restano intorno alle zone di rilascio, nell'altro punto posizionato nella zona settentrionale del Golfo è possibile riscontrare (si veda Figura 3.1b) come, tutte le particelle rilasciate in tale punto riescano a raggiungere la zona di largo. La presenza di un campo medio costante fa sì che vi siano sia zone di stagnazione sia zone caratterizzate da linee di flusso aperte che permettono al tracciante di disperdersi con Maggiore efficacia ($C[12 \text{ mesi}]=0.7$). Si ricorda che la zona di uscita delle particelle è posizionata lungo $X=10 \text{ km}$ nella zona di largo. Questo comportamento è supportato anche dalla Figura 3.4a dove si mostra chiaramente che esistono zone a partire dalle quali il tracciante rilasciato non riesce a raggiungere la zona di uscita diversamente da altre zone in cui la dispersione dello stesso non è tale da raggiungere tale zona.

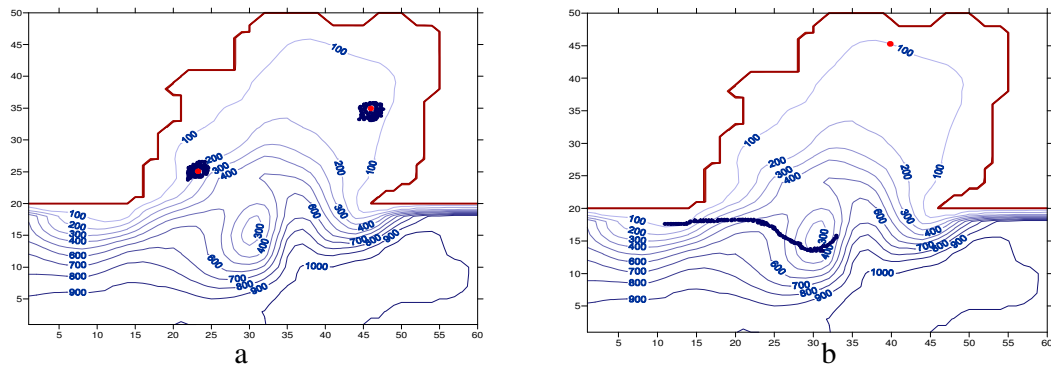


Fig.3.1 Esperimento I: in blu è raffigurata la zona di rilascio delle particelle, in rosso la loro posizione dopo 12 mesi a) $C[12 \text{ mesi}]=1$; b) $C[12 \text{ mesi}]=0.7$

L'esperimento II è caratterizzato dai campi derivanti dall'esperimento I, sui quali viene aggiunta anche la componente turbolenta, caratterizzata da un coefficiente di diffusività $K=10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. I risultati presentati in figura 3.2 a, si riferiscono ad un unico rilascio effettuato anche nell'esperimento I in una zona interna del Golfo. La componente turbolenta induce una dispersione delle particelle in tutto il Golfo e una notevole quantità di tracciante raggiunge il mare aperto ($C[12 \text{ mesi}]=0.8$). Passiamo ora ai risultati ottenuti nell'esperimento III. Quest'ultimo è caratterizzato da una durata di 12 mesi come i precedenti esperimenti numerici e

la caratteristica principale è determinata dal forzante utilizzato; in questo caso, infatti, vengono utilizzati i venti variabili visti nelle Figure 2.3a,b che si ricorda sono venti medi mensili. Il trasporto, inoltre, è dovuto alla sola componente avvettiva. Trattandosi di un campo di velocità, benché bidimensionale, dipendente dal tempo, ci si trova nella situazione in cui è possibile che si verifichi una dispersione delle particelle dovuta ad avvezione caotica.

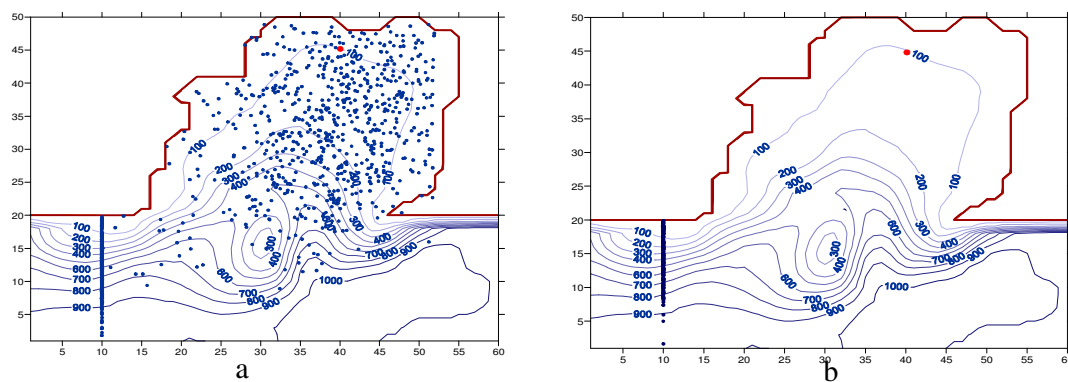


Fig.3.2 In rosso è raffigurata la zona di rilascio delle particelle, in blu la loro posizione dopo 12 mesi
a) Esperimento II: $C[12mesi]=0.8$; b) Esperimento III: $C[12mesi]=0$

Questo è in effetti quel che si verifica, e in questo caso l'espulsione di tracciante dal Golfo è accentuata rispetto all'effetto della turbolenza. Il Golfo in questo esperimento numerico si svuota completamente e tutte le particelle raggiungono la zona di uscita. Per mostrare in che modo le particelle rilasciate nel punto più interno al Golfo (si veda Figura 3.1b) raggiungano la zona di uscita, in Figura 3.3 sono mostrate le traiettorie dello stesso rilascio effettuato nell'esperimento I e nell'esperimento II in blu e in rosso, rispettivamente. Si vede chiaramente come, dopo 12 mesi di simulazione, la turbolenza causi la dispersione del tracciante all'interno del Golfo, la sola componente avvettiva seppur caratterizzata da valori deboli caratteristici del mese di Gennaio permette la fuoriuscita della particella rilasciata nella zona più interna diversamente da ciò che accade quando si effettuano rilasci nelle altre due zone (si veda Figura 3.1a)

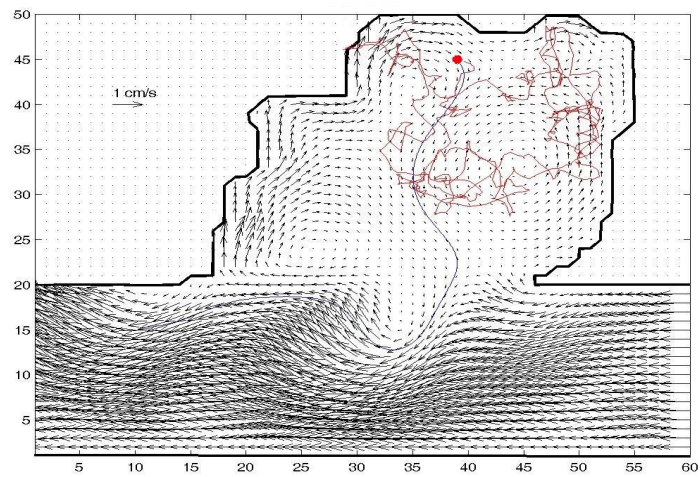


Fig.3.3 In rosso è raffigurata la traiettoria relativa all'esperimento II; in blu la traiettoria riferita all'esperimento I (durata 12 mesi)

L'esperimento IV, invece, ha la durata di 4 mesi. Tale scelta è stata fatta per mostrare la situazione particolare che si verifica nei primi mesi, in particolare in Marzo e Aprile, quando si ha un'intensificazione delle correnti presenti all'interno del Golfo (si vedano le Figure 2.4c,d); la circolazione ciclonica che ne risulta provoca l'espulsione di tracciante in tempi molto brevi (si veda la Figura 3.4a), si assiste infatti allo 'svuotamento' quasi completo del Golfo. La zona di largo è caratterizzata dalla presenza di tracciante e soltanto una piccola percentuale ha raggiunto la zona di uscita ($C[4 \text{ mesi}] = 0.3$). Nell'esperimento V, quando alla circolazione media, indotta dai campi medi mensili (esperimento IV), si aggiunge la componente turbolenta (si veda la Figura 3.4b) si verifica una più efficace dispersione di particelle all'interno del bacino ma allo stesso tempo una quantità Maggiore di tracciante abbandona definitivamente il Golfo ($C[4 \text{ mesi}] = 0.2$).

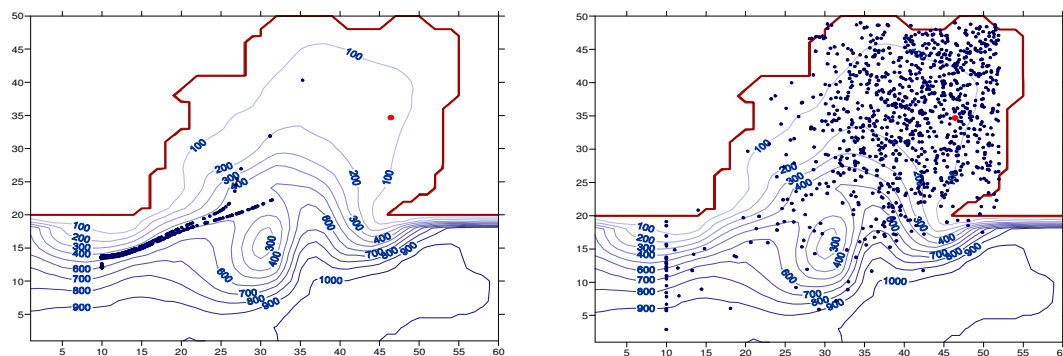


Fig.3.4 In rosso è raffigurata la zona di rilascio delle particelle, in blu la loro posizione dopo 4 mesi
a) Esperimento IV: $C[4\text{mesi}]=0.3$; b) Esperimento V: $C[4\text{mesi}]=0.2$

Per dare una visione sinottica e riassuntiva delle indicazioni risultanti dagli esperimenti sono stati simulati rilasci di particelle a partire da ciascun punto della griglia interno al Golfo. I quadratini mostrati nelle Figure 3.5a,b,c,d, rappresentano i punti a partire dai quali le particelle rimangono intrappolate all'interno del bacino per almeno 11 mesi dal rilascio. Le Figure 3.4a,b si riferiscono agli esperimenti VIa,b. Nel primo caso, la circolazione deriva dall'esperimento I, ma diversamente da quest'ultimo, ha una durata di 11 mesi. Nel secondo caso, invece, l'esperimento VIb è caratterizzato dalla stessa componente avvettiva e turbolenta presente nell'esperimento II con durata di 11 mesi. Il numero di particelle che rimangono intrappolate nel bacino è praticamente costante ($C[11\text{ mesi}]=0.75$ e 0.74 rispettivamente). La dinamica presente nella zona centrale del Golfo, in caso di sola componente avvettiva (esperimento VIa in Figura 3.4a), fa sì che le linee di flusso non siano chiuse, le ricircolazioni con valori molto bassi di corrente, come si vede in Figura 2.5a, non permettono alle particelle di disperdersi e di raggiungere la zona di largo dove sono presenti correnti decisamente più forti rispetto a quelle riscontrate all'interno del Golfo relativamente al mese di Gennaio. Questo comportamento è già stato visto in Figura 3.1a, dove le particelle seppur rilasciate in un'area prossima alla zona di largo non riescono a raggiungere la corrente tirrenica e restano intrappolate all'interno della zona di ricircolazione. Per quanto riguarda l'esperimento VIb, soltanto la parte più esterna del Golfo è caratterizzata da zone a partire dalle quali le particelle rilasciate escono definitivamente dal dominio. La componente

turbolenta non ha molta influenza sullo ‘svuotamento’ del Golfo e, a differenza dell’esperimento caratterizzato dalla sola componente avvettiva, la zona centrale del Golfo è completamente caratterizzata da zone di stagnazione.

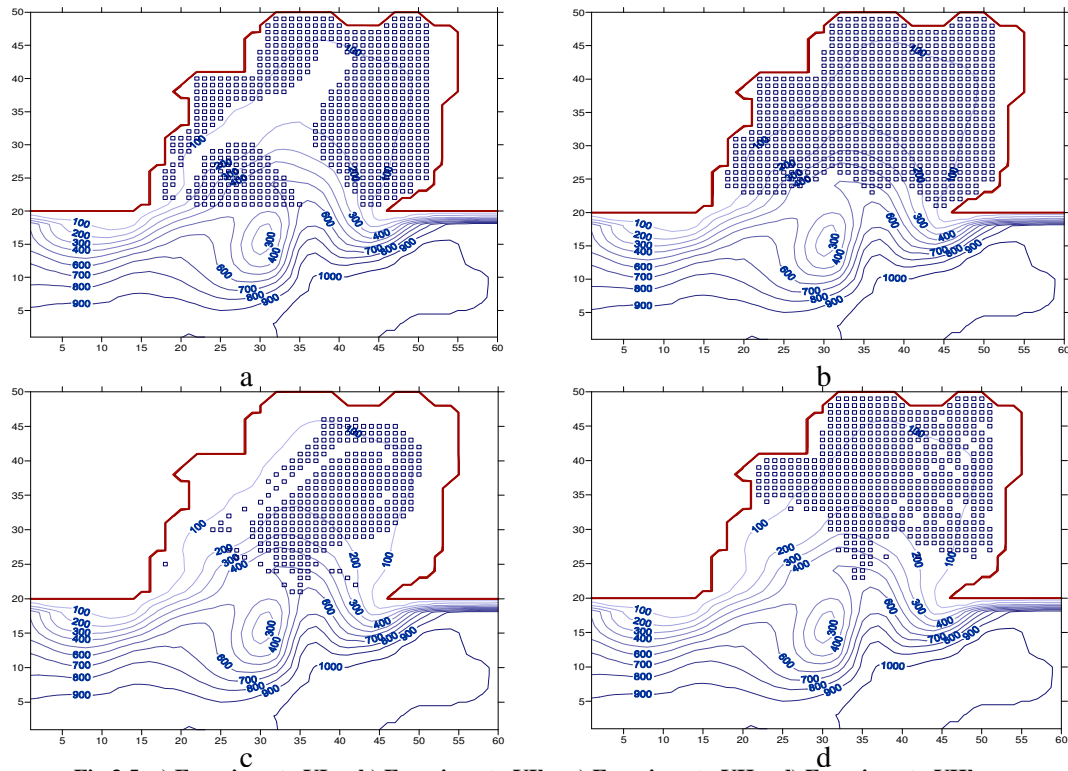


Fig.3.5 a) Esperimento VIa ; b) Esperimento VIb; c) Esperimento VIIa; d) Esperimento VIIb

La Figura 3.5c mostra il destino delle particelle portate in questo caso dalla corrente per 11 mesi a partire da Maggio (esperimento VIIa). Il rilascio è stato effettuato in questo mese in quanto il mese di Aprile, caratterizzato da una circolazione ciclonica che interessa tutto il Golfo, induce un ricambio pressoché totale in tempi brevissimi. Le conseguenze dell’aggiunta della componente turbolenta, nell’esperimento VIIb, sono mostrate in Figura 3.5d. In questo caso il numero di posizioni iniziali a partire dalle quali le particelle vengono intrappolate nel Golfo aumenta sensibilmente: infatti nell’esperimento VIIa si ha $C[11 \text{ mesi}] = 0.4$, invece nell’ultimo esperimento si ha $C[11 \text{ mesi}] = 0.6$. La diversa distribuzione delle zone di stagnazione nei due esperimenti numerici è dovuta alla

complessa dinamica caratteristica del Golfo di Napoli vista in precedenza e l'aggiunta della componente turbolenta va ad aumentare le zone a partire dalle quali le particelle restano intrappolate nel Golfo.

Come si vede, dunque, benché la distribuzione delle zone di stagnazione si modifichi, la presenza di una componente turbolenta non modifica sensibilmente l'entità degli scambi tra l'interno e l'esterno del Golfo da un punto di vista quantitativo nel caso che il campo medio sia costante nel tempo. Ben diversa è invece la situazione in cui il solo campo medio variabile nel tempo è responsabile di una dispersione dovuta ad avvezione caotica. In questo caso la presenza della diffusione turbolenta tende a omogeneizzare il tracciante, ad aumentare la stagnazione e di conseguenza il tempo di residenza del tracciante stesso all'interno del Golfo.

4. Un modello di circolazione delle acque del Golfo di Pozzuoli

4.1 Introduzione

Questa seconda fase del lavoro, che abbraccia i capitoli 4 e 5, si differenzia dalla prima, descritta nei capitoli 2 e 3, essenzialmente per tre motivi:

(1) in questa seconda fase la zona oggetto dell'indagine dinamica non sarà più l'intero Golfo di Napoli ma una sua ristretta zona costiera, il Golfo di Pozzuoli (che rappresenta la porzione nord-ovest del Golfo di Napoli lungo l'area dei Campi Flegrei), scelto come prototipo di area litoranea Tirrenica semi-chiusa;

(2) dopo una serie di studi di processo alquanto idealizzati (capitolo 4) l'approccio modellistico sarà, nel capitolo 5, decisamente più realistico di quello adottato nella prima fase, in quanto si farà uso di una geometria delle coste e di una batimetria molto realistiche, e di venti modellistici, dotati, dunque, di struttura spaziale e temporale realistiche nei limiti dettati dal modello atmosferico;

(3) lungo i bordi aperti del modello costiero verranno prescritti i flussi ottenuti da un analogo modello, implementato (a più bassa risoluzione) su un dominio su scala regionale.

Questo studio si colloca nell'ambito di una serie di studi modellistici volti alla comprensione di processi dinamici relativi al Mar Tirreno (Pierini e Simioli, 1998; Pierini et al., 2003, 2004; Grieco e Pierini, 2004), a sue sottozone come il Canale di Sicilia (Pierini, 1996) ed il Golfo di Napoli (Gravili et al., 2001; Pierini et al., 2004a,b, 2006), e quindi a ristrette zone del litorale campano, come la Baia di Napoli e il Golfo di Castellammare di Stabia (Iermano, 2004; Fazioli, 2005).

In particolare, per quanto riguarda il Golfo di Napoli, nell'ambito del progetto SINAPSI è stato recentemente implementato un modello di circolazione a tre strati

forzato dal vento (Pierini et al., 2004a,b, 2006) con risoluzione spaziale di 1 km x 1 km (d'ora in poi ci si riferirà a questo come al "*modello su scala regionale*"). Il relativo dominio di integrazione comprende, oltre il Golfo di Napoli, anche settori del Golfo di Salerno e di Gaeta (si veda Figura 5.1); per quanto riguarda la struttura idrologica del fluido sono stati utilizzati valori realistici di densità e spessori degli strati, mentre per quanto concerne i forzanti atmosferici si è fatto uso di diversi prodotti di vento: (i) flussi di momento superficiale dell'ECMWF prodotti dal modello meteorologico previsionale europeo a medio termine; (ii) flussi di momento superficiale ad alta risoluzione prodotti dal modello MM5 dello PSU/NCAR in un'implementazione ad area limitata effettuata dalla Prof.ssa R. Ferretti del Dipartimento di Fisica dell'Università dell'Aquila; (iii) venti superficiali ottenuti da dati scatterometrici telerilevati dal sensore Sea Wind della missione satellitare Quick-SCAT (Grieco e Pierini 2004, 2006).

Come anticipato, in questo capitolo e nel successivo verranno presentati i risultati ottenuti applicando questo stesso modello oceanico al Golfo di Pozzuoli, scelto come prototipo di ristretta area litoranea Tirrenica semi-chiusa, ma il cui interesse va al di là della pura rilevanza dinamica del problema oceanografico. E' infatti notevole anche la rilevanza ambientale di tale settore costiero: questo si presenta estremamente articolato e complicato da fattori antropici che hanno degradato, nel secolo scorso, questa area pregevole sia per il paesaggio naturale che per il patrimonio archeologico. Il Golfo di Pozzuoli, da Nisida a Bacoli, risulta estremamente antropizzato con tratti di costa bassa alternati a falesie. Oltre al fenomeno del bradisismo, che ciclicamente interessa quest'area, l'intervento dell'uomo ha ulteriormente aumentato il degrado del tratto costiero come risulta dall'insediamento industriale di Bagnoli. L'istituzione nel 2002 del parco archeologico di Baia, ha reso quest'area ancor più interessante da un punto di vista ambientale e turistico. Il tratto da Capo Miseno a Monte Procida costituisce un promontorio a costa alta che delimita verso N il Golfo di Pozzuoli. Da ciò risulta come la situazione di degrado ambientale sia assai avanzata sia per cause naturali che per l'attività antropica. Si tratta di un settore in cui l'azione di salvaguardia ambientale risulta particolarmente complicata, ma inderogabile, data l'importanza

paesaggistica, archeologica ed economica della zona, unica nel suo genere in questa parte d'Italia.

Il modello a tre strati è stato applicato ad un dominio (si veda Figura. 4.1) che comprende sia il Golfo di Pozzuoli strettamente detto sia un'ampia zona di buffer che ha lo scopo di ridurre gli effetti di bordo e di permette l'agevole accoppiamento con il modello su scala regionale. La risoluzione spaziale adottata è di 100 m x 100 m, che è dieci volte Maggiore rispetto a quella del modello regionale così da far fronte alla descrizione delle correnti litoranee su un dominio di dimensione decisamente più ridotta. A tal fine è stata utilizzata una topografia ad alta risoluzione della US Navy ad 1/60° alla quale sono stati aggiunti dati batimetrici digitalizzati all'occorrenza. Il modello è stato applicato con diverse modalità dinamiche, come di seguito riassunto.

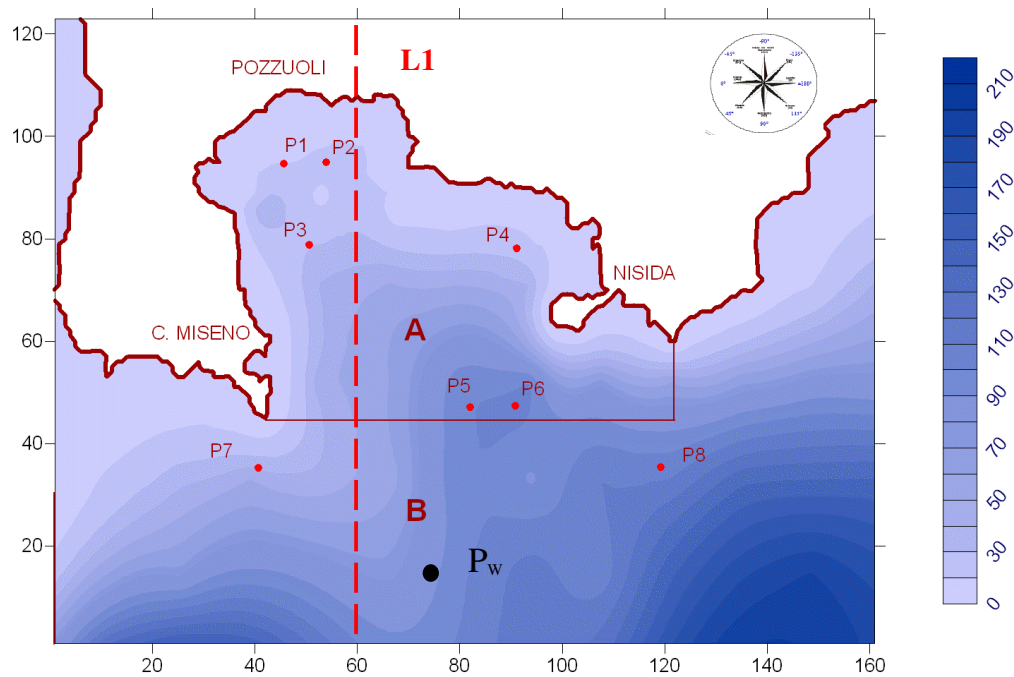


Fig. 4.1 Area di studio: Golfo di Pozzuoli.

Nel presente capitolo 4 verranno presentati risultati preliminari volti all'analisi di aspetti dinamici fondamentali relativi al golfo in assenza di nesting col modello su scala regionale: in altri termini, i bordi "aperti" del dominio vengono considerati come coste fittizie. E' importante sottolineare che, in tal caso, la

ristrettezza della zona nella quale avviene l'input di quantità di moto, di energia e di vorticità da parte del vento, e il carattere non locale della risposta oceanica implicano che le correnti prodotte non potranno essere considerate indicative di quelle reali, segnatamente per quanto attiene la loro ampiezza, nemmeno nel caso di un forzamento localmente "realistico". Tuttavia questa iniziale semplificazione è adeguata al fine di analizzare aspetti lineari della dinamica locale (con ampiezze delle correnti indotte che, quindi, sono scalabili entro ampi margini). In questo contesto, nel paragrafo 4.3 sarà analizzata la dinamica delle sesse del golfo (che verrà studiata mediante un'analisi spettroscopica) e quella delle onde di Kelvin (che, seppure fittizie a causa della presenza di coste irreali in coincidenza dei bordi esterni, illustrano esaurientemente la ricca dinamica costiera rotazionale nella sua fase transiente), facendo uso di forzanti idealizzati in una serie di studi numerici di processo. Nel paragrafo 4.4 si passerà poi a forzare il modello (i) con venti ottenuti dall'implementazione ad area limitata di un modello atmosferico per un periodo test di 50 giorni, nell'autunno 1999, durante il quale la debole stratificazione della colonna d'acqua suggerisce che la circolazione sia sostanzialmente barotropica, e (ii) con venti ECMWF per il periodo test Giugno 2003, durante il quale un termoclino stagionale introdurrà un forte segnale baroclinico. Valgono anche per questi esperimenti numerici le considerazioni sulla mancanza di realismo nella risposta marina, inclusa l'ampiezza dei campi, ma questa prima, preliminare implementazione introduce efficacemente a quella successiva, ben più realistica, trattata nel capitolo successivo.

Nel capitolo 5 verranno riportati i risultati ottenuti accoppiando *one-way* e *off-line* il modello del Golfo di Pozzuoli con quello su scala regionale relativamente ai due periodi sopra citati. I risultati (questa volta di carattere decisamente realistico nei limiti di questo studio modellistico) verranno descritti ed interpretati anche alla luce della dinamica ottenuta su più grande scala e a più bassa risoluzione dal modello regionale. In particolare, nel caso del periodo primaverile, verrà analizzato in dettaglio il segnale nel Golfo di Pozzuoli relativo ad un'energetica onda di Kelvin generata su scala regionale dal rilassamento di un fenomeno di upwelling costiero dovuto a forti venti da Nord, e la cui effettiva esistenza è stata verificata da dati correntometrici nella Bocca Piccola di Capri

(tali dati hanno fornito una validazione di straordinaria rilevanza per il modello su scala regionale, come discusso da Pierini et al., 2005a,b, e come riportato nel par. 5.2).

4.2 Caratteristiche del modello a tre strati

Il modello di circolazione per il Golfo di Pozzuoli si avvale di una versione a tre strati di una serie di modelli matematici sviluppati principalmente per studi di dinamica oceanica di grande scala, ma applicati anche a studi di circolazione regionale e costiera (Pierini et al., 2004a,b, 2006).

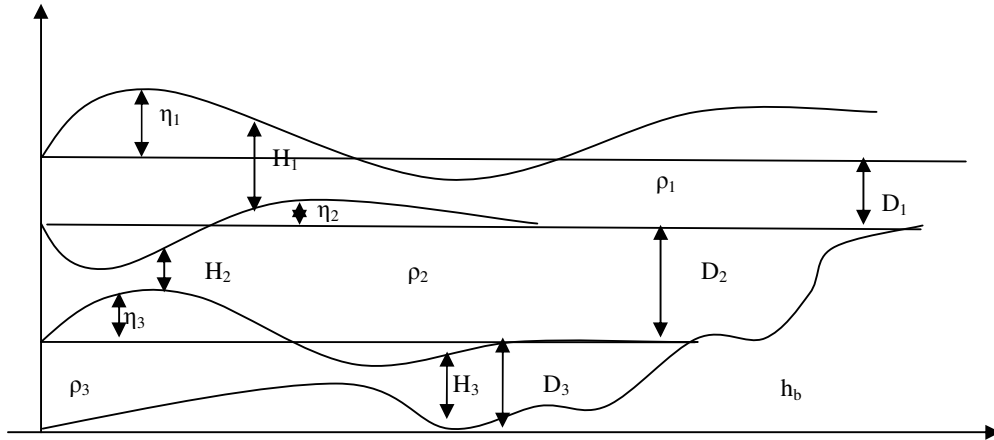


Fig.4.2 Schema dell'approssimazione di oceano a tre strati.

Facendo riferimento alla Figura 4.2, la densità dei tre strati si indica con ρ_1 , ρ_2 e ρ_3 mentre la profondità dei tre strati in condizioni di quiete sarà D_1 , D_2 e D_3 . Le variazioni delle interfacce si indicano con η_1 , η_2 e η_3 ; $h_b(x,y)$, invece, rappresenta l'andamento della topografia del fondale. Se H_1 , H_2 e H_3 indicano le profondità dello strato di riferimento all'istante t nel punto (x,y) si ha:

$$H_1 = D_1 + \eta_1 - \eta_2 \quad (4.1)$$

$$H_2 = D_2 + \eta_2 - \eta_3 \quad (4.2)$$

$$H_3 = D_3 + \eta_3 - h_b \quad (4.3)$$

poiché vale l'approssimazione idrostatica, si può scrivere:

$$p_1(z) = \rho_1 g(\eta_1 - z) \quad (4.4)$$

$$p_2(z) = \rho_2 g(\eta_2 - D_1 - z) + \rho_1 g(\eta_1 + D_1 - \eta_2) \quad (4.5)$$

$$p_3(z) = \rho_3 g(\eta_3 - D_1 - D_2 - z) + \rho_2 g(\eta_1 + D_2 - \eta_3) + \rho_1 g(\eta_1 + D_1 - \eta_2) \quad (4.6)$$

Gli ultimi tre termini raffigurano il peso della colonna d'acqua presente sopra il punto in questione, a quota z , per ognuno dei tre strati. La dinamica delle acque costiere è simulata mediante un sistema di tre strati di fluidi immiscibili, omogenei e incompressibili (si veda Figura 4.2), nell'approssimazione di *shallow water* (si veda ad esempio, Gill, 1982; Kantha e Clayson, 2004). Le equazioni del moto saranno:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial u_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} - f v_1 &= -g \frac{\partial \eta_1}{\partial x} + \frac{\tau_{wx}}{\rho_1 H_1} - \frac{\Gamma_{12}}{\partial x} + A_H \cdot \nabla^2 u_1 \end{aligned} \right. \quad (4.7a)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial v_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial y} + f u_1 &= -g \frac{\partial \eta_1}{\partial y} + \frac{\tau_{wy}}{\rho_1 H_1} - \frac{\Gamma_{12}}{\partial y} + A_H \cdot \nabla^2 v_1 \end{aligned} \right. \quad (4.7b)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial(H_1 \cdot u_1)}{\partial x} + \frac{\partial(H_1 \cdot v_1)}{\partial y} + \frac{\partial H_1}{\partial t} &= 0 \end{aligned} \right. \quad (4.7c)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial u_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} + v_2 \frac{\partial u_2}{\partial y} - f v_2 &= -g \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \frac{\partial \eta_1}{\partial x} - g'_2 \frac{\partial \eta_2}{\partial x} + \frac{\tau_{wx}}{\rho_1 H_1} + \frac{\Gamma_{12}}{\partial x} - \frac{\Gamma_{23}}{\partial x} + A_H \cdot \nabla^2 u_2 \end{aligned} \right. \quad (4.8a)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial v_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial v_2}{\partial x} + v_2 \frac{\partial v_2}{\partial y} + f u_2 &= -g \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \frac{\partial \eta_1}{\partial y} - g'_2 \frac{\partial \eta_2}{\partial y} + \frac{\tau_{wy}}{\rho_1 H_1} + \frac{\Gamma_{12}}{\partial y} - \frac{\Gamma_{23}}{\partial y} + A_H \cdot \nabla^2 v_2 \end{aligned} \right. \quad (4.8b)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial(H_2 \cdot u_2)}{\partial x} + \frac{\partial(H_2 \cdot v_2)}{\partial y} + \frac{\partial H_2}{\partial t} &= 0 \end{aligned} \right. \quad (4.8c)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial u_3}{\partial t} + u_3 \frac{\partial u_3}{\partial x} + v_3 \frac{\partial u_3}{\partial y} - f v_3 &= -g \left(\frac{\rho_1}{\rho_3} \right) \frac{\partial \eta_1}{\partial x} - g'_2 \frac{\partial \eta_2}{\partial x} - g'_3 \frac{\partial \eta_3}{\partial x} + \frac{\Gamma_{23}}{\partial x} - \frac{\Gamma_{34}}{\partial x} + A_H \cdot \nabla^2 u_3 \end{aligned} \right. \quad (4.9a)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial v_3}{\partial t} + u_3 \frac{\partial v_3}{\partial x} + v_3 \frac{\partial v_3}{\partial y} + f u_3 &= -g \left(\frac{\rho_1}{\rho_3} \right) \frac{\partial \eta_1}{\partial y} - g'_2 \frac{\partial \eta_2}{\partial y} - g'_3 \frac{\partial \eta_3}{\partial y} + \frac{\Gamma_{23}}{\partial y} - \frac{\Gamma_{34}}{\partial y} + A_H \cdot \nabla^2 v_3 \end{aligned} \right. \quad (4.9b)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial(H_3 \cdot u_3)}{\partial x} + \frac{\partial(H_3 \cdot v_3)}{\partial y} + \frac{\partial H_3}{\partial t} &= 0 \end{aligned} \right. \quad (4.9c)$$

con $g'_2 = g \frac{(\rho_2 - \rho_1)}{\bar{\rho}}$ e $g'_3 = g \frac{(\rho_3 - \rho_2)}{\bar{\rho}}$ si indicano le due gravità ridotte e i

$\Gamma_i = \gamma_i (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_{i+1}) |\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_{i+1}|$ rappresentano una parametrizzazione degli attriti all'interfaccia e sul fondo ($\mathbf{u}_4=0$). Per quanto riguarda i valori dei parametri nelle simulazioni, $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.001$, $\gamma_3 = 0.003$, inoltre gli spessori (in stato di quiete) e le rispettive densità si riferiscono a due periodi caratteristici ai quali si farà riferimento nei paragrafi successivi così come per i valori di A_H . Mentre nel primo strato, eccitato da uno stress del vento, si vede una dipendenza della pressione da g , in quelli sottostanti si nota come la pressione dipenda oltre che dal primo strato anche dalla variazione dell'interfaccia tra gli strati. Nelle equazioni del secondo e terzo strato entra in gioco la gravità ridotta, ovvero quella differenza di gravità più piccola, rispetto a quella superficiale tra atmosfera e primo strato, di circa tre ordini di grandezza. Nel terzo strato, infine, la pressione sarà influenzata ovviamente da tutti e due gli strati posti sopra di esso. Il modello fa uso di due schemi di approssimazione: per la discretizzazione spaziale si applica uno schema alle differenze finite sul grid-C di Arakawa (si veda paragrafo 1.4) mentre per l'evoluzione temporale viene utilizzato il metodo *leap frog* (si veda paragrafo 1.4).

4.3 Sesse e onde di Kelvin nel Golfo di Pozzuoli

Nei paragrafi successivi, si è interessati allo studio della circolazione oceanografica indotta da un vento con struttura spaziale e temporale idealizzata. Il modello descritto nel paragrafo 4.2 verrà applicato al Golfo di Pozzuoli che in questa prima fase risulta essere completamente chiuso. Questo lavoro è stato fondamentale per comprendere le caratteristiche della circolazione delle acque sia all'interno del Golfo sia nella zona antistante ed è stato propedeutico all'accoppiamento che verrà mostrato nel capitolo 5. Tale studio, inoltre, ha permesso di testare il modello, di 'adattarlo' al dominio di interesse. Come si è già visto nel capitolo 2, la dinamica oceanografica indotta dal vento su scala costiera

risulta essere la componente più rilevante. Nel corso di questo capitolo volendo mostrare la dinamica oceanografica indotta dal vento in acque costiere come *wind set-up*, onde di Kelvin e sesse, verranno trattati anche se in maniera sintetica, gli aspetti teorici relativi a questi fenomeni. In seguito, verranno mostrati i risultati degli esperimenti effettuati, avendo cura di descrivere i parametri di input utilizzati e soffermando l'attenzione sul confronto tra le risposte attese dalla dinamica oceanografica costiera e quelle individuate dallo studio modellistico.

4.3.1 Le sesse: aspetti teorici

Risulta utile avere una visione schematica di cosa succede nei bacini costieri quando questi sono sottoposti all'azione dello stress del vento, in modo da poter confrontare, entro certi limiti, i risultati modellistici con la teoria. Un tipo di onde di gravità che desta particolare interesse nello studio della dinamica costiera è rappresentato dalle sesse, quelle onde stazionarie che si generano in laghi, baie e bacini semichiusi come risultato della riflessione sulle coste di onde lunghe di gravità, in conseguenza del rilassamento di un *wind set-up*. Le loro caratteristiche sono strettamente legate alla morfologia del bacino, in particolare la loro frequenza dipende dalle dimensioni geometriche dello stesso. Come le onde di Kelvin (si veda paragrafo 4.3.2) anche le sesse derivano da un rilassamento del *wind set-up* ma a differenza delle prime, che hanno un periodo lungo, le sesse sono oscillazioni ad altissima frequenza che possono formarsi anche in bacini molto piccoli nei quali la forza di Coriolis è trascurabile. Si pensi, quindi, ad un bacino nel quale almeno una dimensione è molto più piccola del raggio di deformazione di Rossby :

$$fa/\sqrt{gH} \ll 1 \quad (4.10)$$

dove a è la dimensione più piccola del bacino. Quando spira un vento parallelo alla costa più lunga, ad esempio lungo y , è ragionevole supporre che il trasporto ortogonale alla costa meno estesa sia trascurabile in qualsiasi punto, quindi si può

supporre che $U \cong 0$. Trascurando lo stress del fondo, l'equazione del momento lungo y e l'equazione di continuità diventano rispettivamente (Csanady, 1984):

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -c^2 \frac{\partial \eta}{\partial y} + F_y \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial V}{\partial y} = -\frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (4.12)$$

Le condizioni al bordo per le due coste parallele ad y sono soddisfatte dall'ipotesi di assenza di moto lungo x , mentre per V deve verificarsi $V = 0$ per $y = \pm L/2$, dove L è la lunghezza del lato lungo e dove si sottintende un riferimento cartesiano ortogonale posto al centro del bacino. Il trasporto V è facilmente eliminato per differenziazione incrociata, ottenendo un'equazione nella sola incognita η :

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} = 0 \quad (4.13)$$

Si tratta di una semplice equazione delle onde monodimensionale. Le condizioni al bordo per η diventano:

$$\frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{F_y}{c^2}, \quad y = \pm L/2 \quad (4.14)$$

Lo stress del vento è pari a 0 per $t < 0$ e ad F_y per $t \geq 0$. La soluzione a questa equazione è costituita da una serie di onde stazionarie che si aggiunge al *set-up* del vento, dato da (Csanady 1984):

$$\eta = \frac{F_y}{gH} y \quad (4.15)$$

Il risultato è:

$$\eta = \frac{F_y}{c^2} y - \frac{8bF_y}{\pi^2 c^2} \left\{ \cos \frac{\pi ct}{L} \sin \frac{\pi ct}{L} - \frac{1}{9} \cos \frac{3\pi ct}{L} \sin \frac{3\pi y}{L} + \frac{1}{25} \cos \frac{5\pi ct}{L} \sin \frac{5\pi y}{L} - \dots \right\} \quad (4.16)$$

Il primo termine alla destra rappresenta allora il *wind set-up*, mentre gli altri termini contenuti nella parentesi rappresentano una serie di oscillazioni stazionarie di ampiezza sinusoidale conosciute col nome di sesse. Ogni sessa esiste indipendentemente dalle altre. Ognuna ha la propria ampiezza, pari a $\sin n\pi y/L$, avente n nodi. La frequenza di ciascuna delle sesse è:

$$\sigma_n = \frac{n\pi c}{L} \quad (4.17)$$

Si noti che soltanto i modi $n = 1, 3, 5, \dots$ sono eccitati da un vento uniforme a gradino. Il periodo della sessa fondamentale è:

$$T = \frac{2\pi}{\sigma_1} = \frac{2L}{c} \quad (4.18)$$

Questa relazione è nota come formula di Merian. La formula di Merian per l'armonica n -esima è:

$$T_n = \frac{2\pi}{\sigma_n} = \frac{2L}{nc} \quad (4.19)$$

Nel caso di oceani multistrato si osservano anche sesse interne. In questo caso, però, affinché possano esistere, deve essere verificata l'ipotesi che almeno una delle due dimensioni del bacino sia molto più piccola del raggio di deformazione "interno" di Rossby. Definito, quest'ultimo come:

$$R_i = \frac{1}{f} \sqrt{g'H'} \quad (4.20)$$

si dovrà avere:

$$fa/\sqrt{g'H'} \ll 1 \quad (4.21)$$

In tal caso la velocità di fase di una sessa interna sarà $c' = \sqrt{g'/H'}$, dove g' e H' rappresentano rispettivamente la gravità ridotta e la profondità equivalente di un bacino a più strati. Nel caso di un bacino a due strati

$$g' = g\Delta\rho/\rho_2 \quad (4.22)$$

$$H' = \frac{H_1 H_2}{H_1 + H_2} \quad (4.23)$$

dove $\Delta\rho/\rho_2$ rappresenta la variazione relativa di densità tra i due strati e H_1 e H_2 rappresentano le profondità dei due strati.

4.3.2 Onde di Kelvin: aspetti teorici

Un altro tipo di onde che caratterizza la dinamica costiera è rappresentato dalle onde di Kelvin (Pedlosky, 1987). Si consideri, ora, un bacino chiuso con profondità H le cui dimensioni spaziali siano minori del raggio di deformazione di Rossby. Su tale bacino si suppone che spiri un vento agente nella sola direzione y . Gli effetti della costa si risentono in ogni punto del bacino per cui non può esserci trasporto U o V lungo le coste. L'evoluzione della superficie libera è data dalla 4.15. In una situazione stazionaria essa rappresenta, il bilancio di forze tra lo stress del vento ed il gradiente di pressione orizzontale associato con l'inclinazione della superficie libera. Tale relazione pur essendo molto semplice, in quanto, si riferisce a condizioni stazionarie con topografia piatta senza attrito al fondo e con la forza di Coriolis trascurabile fornisce però la dipendenza del parametro dall'intensità del vento, dalla profondità e dalle dimensioni del bacino. Riprendendo il caso di un vento che spira in un bacino in modo parallelo alla costa, si possono avere dei fenomeni, in determinate condizioni di vento e topografia del fondo, di grande interesse dal punto di vista oceanografico e biologico su diverse scale spaziali (Mann, 1986). Si riescono, infatti, ad avere

condizioni favorevoli affinché si instauri un fenomeno di *upwelling* quando il vento spira parallelamente alla costa lasciandosi quest'ultima alla sua sinistra nell'emisfero nord. In tal caso si ha un trasporto nello strato superficiale, anche detto strato di Ekman che tende a trasferire acqua superficiale verso il largo ed una conseguente risalita di acqua profonda. La regione prossima alla costa è una regione di divergenza e l'abbassamento della superficie del mare che produce un gradiente di pressione diretto normalmente ad essa genera una corrente geostrofica lungo la costa, nella stessa direzione del vento. Quando, invece, spira un vento parallelo alla costa lasciandosi quest'ultima alla sua destra, si instaura un fenomeno che porta ad una situazione speculare, il cosiddetto *downwelling*. Nel momento in cui il vento responsabile di questi fenomeni, citati brevemente, si interrompe, la colonna d'acqua si aggiusta in modo che l'interfaccia torni alla posizione iniziale generando, se R_i è più piccolo delle dimensioni del bacino considerato, dei fenomeni di rilassamento che danno origine alle onde di Kelvin. Tali onde appartengono alla classe delle onde di gravità che vengono modificate dalla rotazione terrestre e possono esistere solo in presenza di almeno una costa. Il moto di un fluido rotante in acqua bassa in una regione parzialmente limitata può essere studiato in un canale di lunghezza L . Il campo dinamico può essere descritto dalla seguente forma (Pedlosky, 1987):

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (4.24)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -H_0 g \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (4.25)$$

$$u = -\frac{g}{f} \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (4.26)$$

In questo caso la velocità meridionale è nulla. Il flusso zonale, invece, è in preciso bilancio geostrofico. Le prime due equazioni portano alla classica equazione delle onde, già vista nel paragrafo 4.3.1 ovvero:

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = C_0^2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \quad (4.27)$$

L'accelerazione di Coriolis, invece, viene bilanciata dall'inclinazione della superficie libera grazie al bilancio geostrofico presente nella 4.26. La scala di variazione dell'altezza corrisponde proprio al raggio di deformazione di Rossby che è la distanza oltre la quale la tendenza della gravità a rendere la superficie libera piatta, è bilanciata dalla tendenza dell'accelerazione di Coriolis a deformare la superficie. In un oceano stratificato c'è una risposta baroclina di quest'ultimo quando c'è un trasporto di Ekman verso costa o lontano da essa. Tale risposta è confinata entro una distanza dalla costa pari al raggio "interno" di Rossby. L'interfaccia si muove, inoltre, in controfase rispetto alla superficie libera:

$$\eta_2 = -\left(\frac{g}{g'} \frac{H}{H_2}\right) \eta_1 \quad (4.28)$$

essendo $g' < g$ per piccole variazioni della superficie libera corrispondono grandi spostamenti dell'interfaccia. Questo fa sì che le onde interne siano molto più ampie di quelle superficiali.

4.3.3 Introduzione agli esperimenti numerici

Nei primi esperimenti numerici i confini rettilinei "esterni" sono considerati come delle coste fittizie, anche se come si vedrà nelle altre applicazioni si è provveduto, infine, ad accoppiare con tecniche di *nesting* questo modello ad un modello di più grande scala. La ridotta estensione del dominio, poi, ha portato ad uno studio più approfondito degli effetti che tali confini possono apportare alla circolazione nell'area presa in esame. Sono stati considerati, infatti, due diversi domini di cui uno ha una Maggiore estensione rispetto all'altro grazie all'allontanamento del confine rettilineo meridionale (si veda Figura 4.1). Per

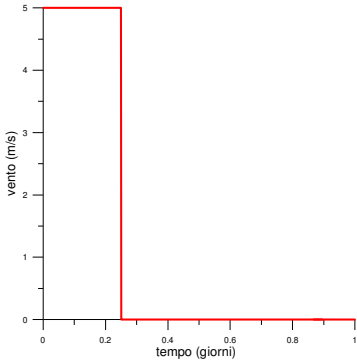
queste analisi ci si è ispirati ad un analogo studio modellistico sul Golfo di Napoli di Gravili et al. (2001). Per quanto riguarda le stratificazioni, sono stati adottati gli stessi valori usati negli studi modellistici di Pierini et al. (2004a, b; 2006), dove per una stratificazione tipica del periodo tardo-primaverile ci si è ispirati a dati idrologici raccolti in occasione dell'anno europeo dell'ambiente 1987-1988 (De Maio et al., 1994), mentre per una stratificazione tipica autunnale ci si è ispirati a dati idrologici raccolti da Budillon et al. (1996). Una caratteristica fondamentale che contraddistingue gli esperimenti eseguiti per analizzare le onde di Kelvin e le sesse presenti nel Golfo di Pozzuoli è rappresentata dalla durata dello stress del vento imposto sui due domini. Come si è già detto sia le onde di Kelvin sia le sesse derivano dal rilassamento del *set-up*: nel primo caso, affinché vi sia un *set-up* che generi un *upwelling* o un *downwelling*, il periodo dovrà essere necessariamente sub-inerziale, nel secondo caso è sufficiente un periodo super-inerziale per ottenere un *set-up* irrotazionale. Gli esperimenti numerici condotti per analizzare le onde di Kelvin spurie hanno una durata di 10 giorni e il vento che forza il sistema si spegne dopo 3 giorni; gli altri esperimenti effettuati per analizzare le sesse hanno una durata di un giorno e il vento si spegne solo dopo 6 ore. Oltre alle analisi spettrali degli andamenti temporali delle interfacce, per individuare i periodi caratteristici di oscillazione nel Golfo di Pozzuoli verranno mostrate, poi, le istantanee relative alla superficie libera e all'interfaccia per analizzare la propagazione e la struttura spaziale dei segnali indotti.

4.3.4 Analisi delle sesse nel Golfo di Pozzuoli

Dalla breve descrizione del Golfo di Pozzuoli e dalla Figura 4.1 è possibile osservare la peculiarità dell'area, la geometria interna e la Maggiore profondità al centro del bacino. Simili caratteristiche fanno sì che vi siano riflessioni di onde di gravità lunghe e quindi possano innescarsi delle sesse (Defant, 1961).

La metodologia utilizzata per rilevare le sesse nel Golfo di Pozzuoli è quella (i) di imporre un vento distribuito uniformemente su tutta la superficie del bacino lungo le due componenti x e y con una dipendenza temporale mostrata in Figura

4.3, (ii) di effettuare un'analisi spettrale della risposta oceanica, ed infine (iii) di eccitare il sistema con ciascuna “singola” componente di Fourier corrispondente ad un picco nello spettro, per poter poi analizzare la struttura spaziale della sessa corrispondente (Gravili et al., 2001). Si ricorda che a differenza del lavoro citato in precedenza, il Golfo non è caratterizzato da un unico strato omogeneo, infatti la dinamica analizzata ha anche una componente baroclina che, come si vedrà negli esperimenti condotti, ha evidenziato la presenza di sesse “interne”. Nella fase iniziale, si ha la formazione di un *set-up* (si veda l'Equazione 4.16). Nel momento in cui il vento cessa di spirare, l'energia potenziale viene convertita in energia cinetica e la superficie libera inizia ad oscillare. Individuati i punti in cui analizzare la variazione delle interfacce, viene effettuata l'analisi spettrale della stessa. I primi esperimenti numerici (Ia,b e IIa,b) sono stati condotti su entrambi i domini: il dominio A meno esteso comprende il Golfo di Pozzuoli delimitato a Sud dalla congiungente Capo Miseno- Gaiola e il dominio B include il dominio A e una zona di “mare aperto” delimitata da un boundary fittizio parallelo alla suddetta congiungente e distante pochi km dalla stessa. Gli esperimenti (Ia e Ib) sono stati effettuati sul dominio A: in Ia si è applicato un vento zonale e in Ib un vento meridionale. Gli altri due esperimenti (IIa e IIb) sono stati effettuati invece sul dominio B con lo stesso forzante utilizzato rispettivamente in Ia e Ib. Si ricorda inoltre che nei due domini la profondità massima raggiunta è differente: nel dominio A si ha $H_{\max} = 100\text{ m}$ e nel dominio B $H_{\max} = 205\text{ m}$. Per tale motivo, negli esperimenti numerici condotti sul dominio B, per la condizione CFL (si veda l'equazione 1.60) il passo temporale, scelto affinché sia garantita la stabilità numerica, è minore rispetto al passo temporale utilizzato negli esperimenti condotti sul dominio A. Infine, le condizioni iniziali imposte saranno di velocità ed elevazione superficiale nulle e, lungo i bordi “chiusi” del dominio, sono imposte condizioni di *free slip*.

<p>Risoluzione spaziale $\Delta X = \Delta Y = 100m$</p> <p>Incremento temporale:</p> <ul style="list-style-type: none"> • $\Delta t = 1\text{sec}$ dominio A (<u>esperimento Ia, Ib</u>) • $\Delta t = 0.7\text{sec}$ dominio B (<u>esperimento IIa, IIb</u>) <p>Eddy viscosity $A_h = 10 \text{ m}^2/\text{s}$</p> <p>Stratificazione tardo-primaverile:</p> <p>1° strato : $\Delta z = 15m$, $\sigma_t = 26.50$</p> <p>2° strato : $\Delta z = 15m$, $\sigma_t = 28.30$</p> <p>3° strato : $\Delta z = \text{fondo}$, $\sigma_t = 29.00$</p> <p>Intensità massima del vento 5 m/s (v. Fig4.3):</p> <ul style="list-style-type: none"> • zonale (<u>esperimento Ia, IIa</u>) • meridionale (<u>esperimento Ib, IIb</u>) 	 <p>Fig. 4.3 Variazione temporale del vento.</p>
<p>Tabella 4.1 Alcuni dati di input per gli esperimenti I(a,b) e II(a,b) .</p>	

La tabella 4.1 riporta i dati di input utilizzati in questi quattro esperimenti numerici. In Figura 4.4 si riportano le analisi spettroscopiche in scala logaritmica relative alle superfici libere in P3 e P4 per i 4 esperimenti precedentemente descritti. Quando il sistema è forzato con un vento zonale il dominio A è soggetto a 4 oscillazioni di cui due hanno periodi superiori all'ora e precisamente: uno di 8.5 h e un altro di 4.3 h e altre due con periodi al di sotto dell'ora che vengono analizzate negli esperimenti numerici (IIIa,b e IVa,b). Gli stessi picchi vengono riscontrati quando il sistema viene forzato con uno stesso vento avente direzione meridionale. Dal confronto con la Figura 4.4a' è chiaro come le oscillazioni aventi periodi Maggiori dell'ora siano Maggiormente energetiche in presenza di un vento zonale. In figura 4.4 b, vengono mostrate le analisi spettroscopiche degli andamenti delle elevazioni superficiali quando sul dominio B viene applicato un vento zonale. Anche in questo caso si hanno 2 picchi rispettivamente di 17 h, 8.5 h e altri 4 picchi al di sotto dell'ora che vengono analizzati più nel dettaglio mediante gli esperimenti (Vab,VIab, VIIab, VIIIa,b). Quando si applica al dominio B un vento meridionale (si veda Figura 4.4b) si ha una risposta leggermente diversa rispetto al caso precedente: il picco di 17 h non viene

riscontrato, ed inoltre il dominio presenta un'oscillazione di 4.3 h visibile soprattutto nel punto P3 che non si ha nell'esperimento numerico IIa.

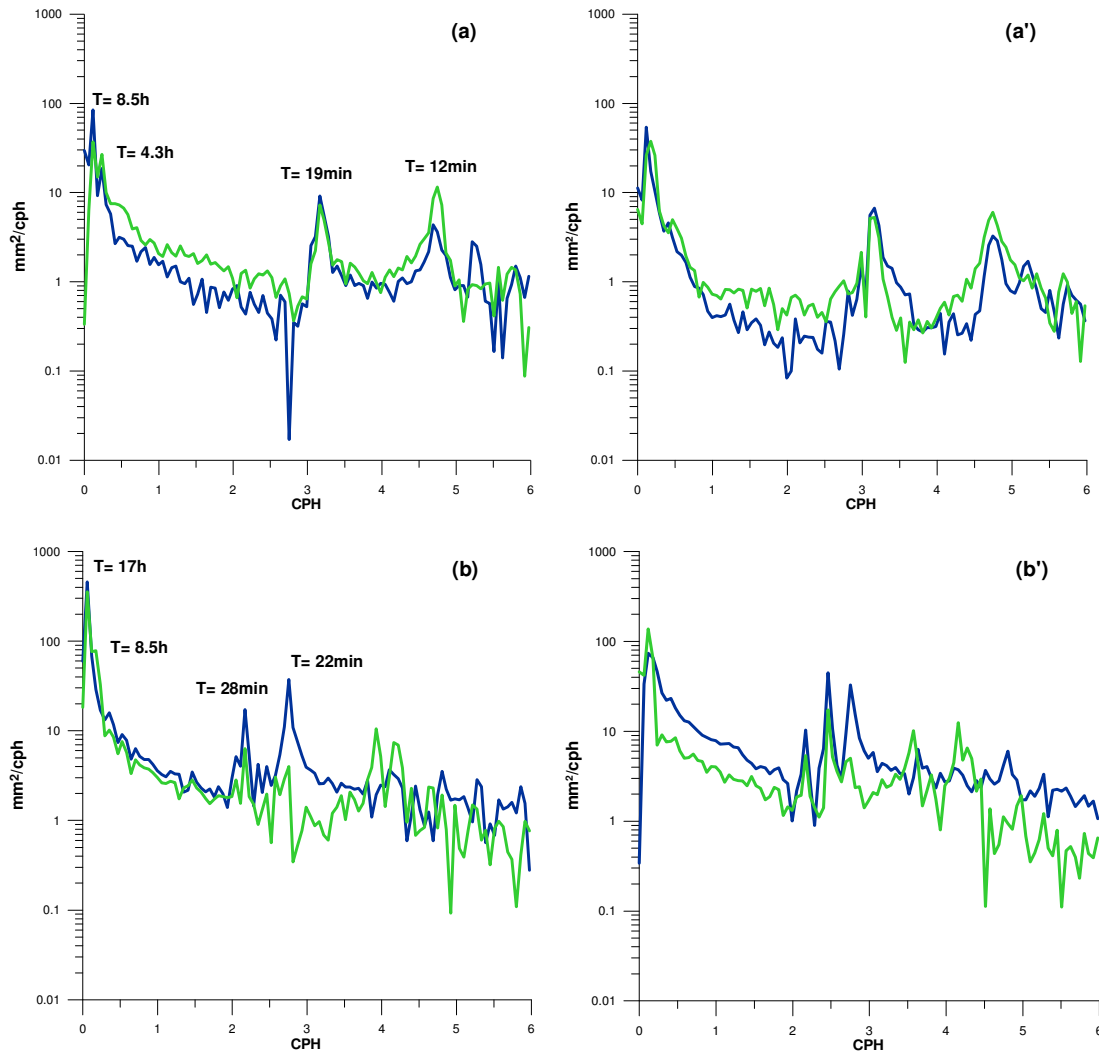


Fig.4.4 Analisi spettrale dell'elevazione superficiale del punto P3 (blu), P4 (verde): a) esperimento Ia, a') esperimento Ib), b) esperimento IIa, b') esperimento IIb.

I punti P3 e P4 mostrano delle differenze apprezzabili nei suddetti esperimenti: nel punto P3 (si veda Figura 4.4b') si ha un terzo picco in corrispondenza di 24 min. non presente quando il sistema è forzato mediante vento zonale, inoltre questo picco risulta più energetico rispetto ai due periodi di 28 e 22 min. che si avevano nell'esperimento IIa (si veda Figura 4.4b); nell'analisi spettroscopica relativa al punto P4, invece, non è presente il picco di 22 min. ma si hanno altri 2 picchi di

14 e 15 min. rispettivamente. Si focalizza dapprima l'attenzione sui periodi associabili a sesse "interne", ovvero i periodi di 17 h, 8.5 h e 4.3 h: supponendo che il raggio di deformazione "interno" è $R_i \approx 5\text{km}$, (stratificazione estiva) tali periodi sono riconducibili alla presenza di sesse "interne". Si è provveduto, in un primo momento, ad analizzare la seconda interfaccia campionata negli stessi punti per gli esperimenti con vento zonale sia nel dominio A sia nel dominio B, per poi analizzare i singoli modi di oscillazione delle sesse "esterne" riscontrati nelle precedenti analisi spettrali.

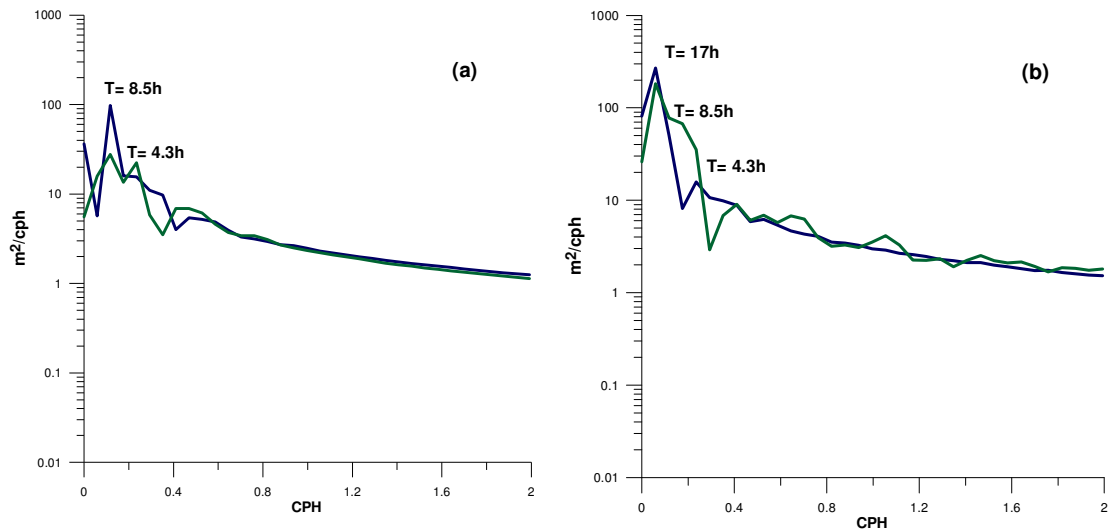


Fig.4.5 Analisi spettrale della seconda interfaccia del punto P3 (blu), P4 (verde): a) esperimento Ia, b) esperimento IIa

Come ci si aspettava nelle analisi spettrali relative alla seconda interfaccia sono presenti i picchi di 8.5 e di 4.3 h per quanto riguarda il dominio A, invece il dominio B è caratterizzato da 3 picchi rispettivamente 17 h, 8.5 h e 4.3 h, l'ultimo picco non è stato rilevato in Figura 4.4b perché poco energetico. Ciò conferma, quindi, la presenza nel secondo strato di oscillazioni più lente che si risentono anche nello strato superficiale. Dagli esperimenti numerici effettuati la sessa di 8.5 h è quella che risente meno della direzione del vento ed è presente in entrambi i domini, questo fa supporre che questa sessa sia caratteristica del Golfo. Si può

notare inoltre come tale sessa sia Maggiormente energetica nel punto P4 che, diversamente dal punto P3, è situato in una zona del Golfo che risente meno delle sollecitazioni esterne, sia per la presenza dell'isola di Nisida sia per la conformazione della batimetria (si veda Figura 4.1). La conferma di quanto discusso sul punto P4 è riscontrabile anche negli esperimenti numerici presentati nel capitolo 5.

Passiamo ora allo studio dei singoli modi di oscillazione che ci si aspetta corrispondano a sesse “esterne” di gravità. Per analizzare le singole frequenze, così come riportato in Gravili et al. (2001) il sistema è stato forzato mediante uno stress del vento spazialmente uniforme con una singola componente di Fourier data da:

$$\tau_w = \alpha \sin(\omega t) \quad (4.29)$$

dove la costante α corrisponde all'intensità del vento di 5 m/s, $\omega = 2\pi/T$ è la frequenza angolare e T è il periodo del singolo modo di oscillazione. Il vento applicato nei diversi esperimenti numerici ha direzione zonale e meridionale con durata di 5 cicli. Si è riportato l'andamento della superficie libera lungo la sezione L1 (si veda Figura 4.1) parallela all'asse y, allo scopo di individuare i possibili punti nodali ed antinodali e mostrare la struttura spaziale delle sesse. Si mostrano in breve i risultati relativi agli esperimenti numerici effettuati sul dominio A che come si è visto in Figura 4.4a supporta due modi di oscillazioni caratteristici ($T_1=12$ min e $T_2=19$ min).

Risoluzione spaziale $\Delta X = \Delta Y = 100m$ Incremento temporale: $\Delta t = 1 \text{ sec}$ (dominio A) Eddy viscosity $A_h = 10 \text{ m}^2/\text{s}$ Stratificazione tardo-primaverile: $1^\circ \text{strato} : \Delta z = 15m, \quad \sigma_i = 26.50$ $2^\circ \text{strato} : \Delta z = 15m, \quad \sigma_i = 28.30$ $3^\circ \text{strato} : \Delta z = \text{fondo}, \quad \sigma_i = 29.00$	Intensità massima del vento 5 m/s: $\tau_w = \alpha \sin(\omega t)$ <ul style="list-style-type: none"> • zonale (<u>esperimento IIIa, IIIb</u>) • meridionale (<u>esperimento IVa, IVb</u>) • $T = T_1 = 12 \text{ min}$ (<u>esperimento IIIa, IVa</u>) • $T = T_2 = 19 \text{ min}$ (<u>esperimento IIIb, IVb</u>)
Tabella 4.2 Alcuni dati di input per gli esperimenti III(a,b) e IV(a,b) .	

L'andamento della superficie libera viene mostrato ogni $T/4$ (dove T è il periodo della sessa in esame) a partire da $t=6T$, dopo la fase transiente.

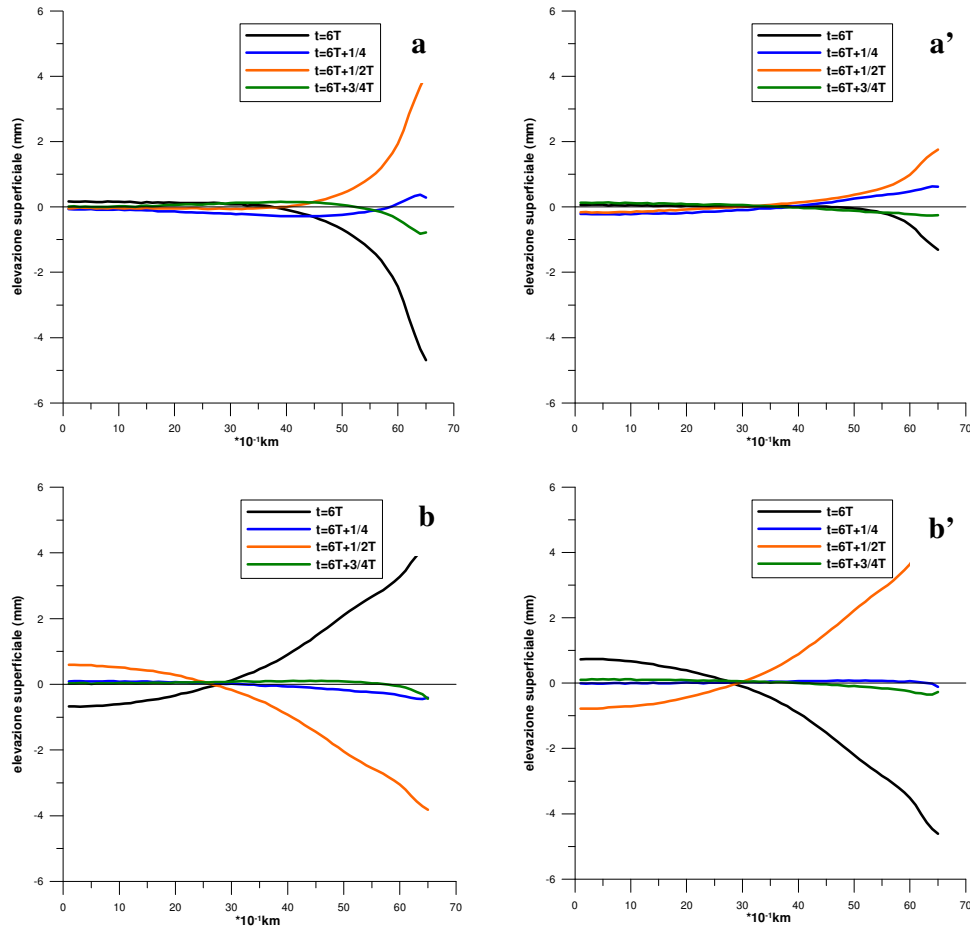


Fig. 4.6 Elevazione superficiale lungo la sezione L1 (fig.4.1) nel dominio A. La colonna sinistra (destra) riferita al vento zonale (meridionale). In (a,a') $T=T1$, in (b,b') $T=T2$

In figura 4.6 si può notare che entrambe le sesse sono “uninodali” caratterizzate quindi da una semplice struttura spaziale. Una differenza che si può riscontrare è il diverso comportamento del sistema al variare della direzione del vento: la sessa avente il periodo di $T=12$ min. è maggiormente energetica quando si applica un vento zonale diversamente dalla sessa avente periodo $T=19$ min. (si vedano le

Figure 4.6a,b): l'ampiezza della superficie libera non subisce apprezzabili variazioni al variare della direzione del vento. La spiegazione del diverso comportamento del dominio è che la sessa di 12 min. risuona all'interno del Golfo mostrando, infatti, una Maggiore sollecitazione nel punto P4 (si veda Figura 4.4a) per entrambi le direzioni del vento. La sessa caratterizzata da $T=19\text{min.}$, invece, è legata alla presenza del boundary meridionale, l'oscillazione quindi avviene tra la costa settentrionale e il boundary meridionale. Come si può notare, inoltre, nelle Figure 4.4a,a', i picchi corrispondenti a $T=19\text{ min.}$ mostrano la stessa energia applicando direzioni diverse del vento per entrambi i punti.

La stessa metodologia (si veda Tabella 4.3) poi è stata applicata al dominio B: vengono analizzati 4 modi di oscillazioni ($T_3=15\text{ min}$; $T_4=22\text{ min}$; $T_5=24\text{ min}$, $T_6=28\text{ min}$) (si veda Figura 4.4b').

Risoluzione spaziale $\Delta X = \Delta Y = 100m$ Incremento temporale $\Delta t = 0.7\text{ sec}$ (dominio B) Eddy viscosity $A_h=10\text{ m}^2/\text{s}$ Stratificazione tardo-primaverile: $1^{\circ}\text{strato} : \Delta z = 15m, \quad \sigma_t = 26.50$ $2^{\circ}\text{strato} : \Delta z = 15m, \quad \sigma_t = 28.30$ $3^{\circ}\text{strato} : \Delta z = \text{fondo}, \quad \sigma_t = 29.00$	Intensità massima del vento 5 m/s : $\tau_w = \alpha \sin(\omega t)$ <ul style="list-style-type: none"> • zonale (<u>esperimento Va,b; VIIa,b</u>) • meridionale (<u>esperimento VIa,b; VIIIa,b</u>) • $T = T_3 = 15\text{ min}$ (<u>esperimento Va, VIa</u>) • $T = T_4 = 22\text{ min}$ (<u>esperimento Vb, VIb</u>) • $T = T_5 = 24\text{ min}$ (<u>esperimento VIIa, VIIIa</u>) • $T = T_6 = 28\text{ min}$ (<u>esperimento VIIb, VIIIb</u>)
Tabella 4.3 Alcuni dati di input per gli esperimenti V(a,b) e VI(a,b) .	

Nelle Figure 4.7-4.8 vengono presentati gli andamenti della superficie libera lungo la stessa sezione L1 (si veda Figura 4.1) caratteristici degli esperimenti mostrati in Tabella 4.3.

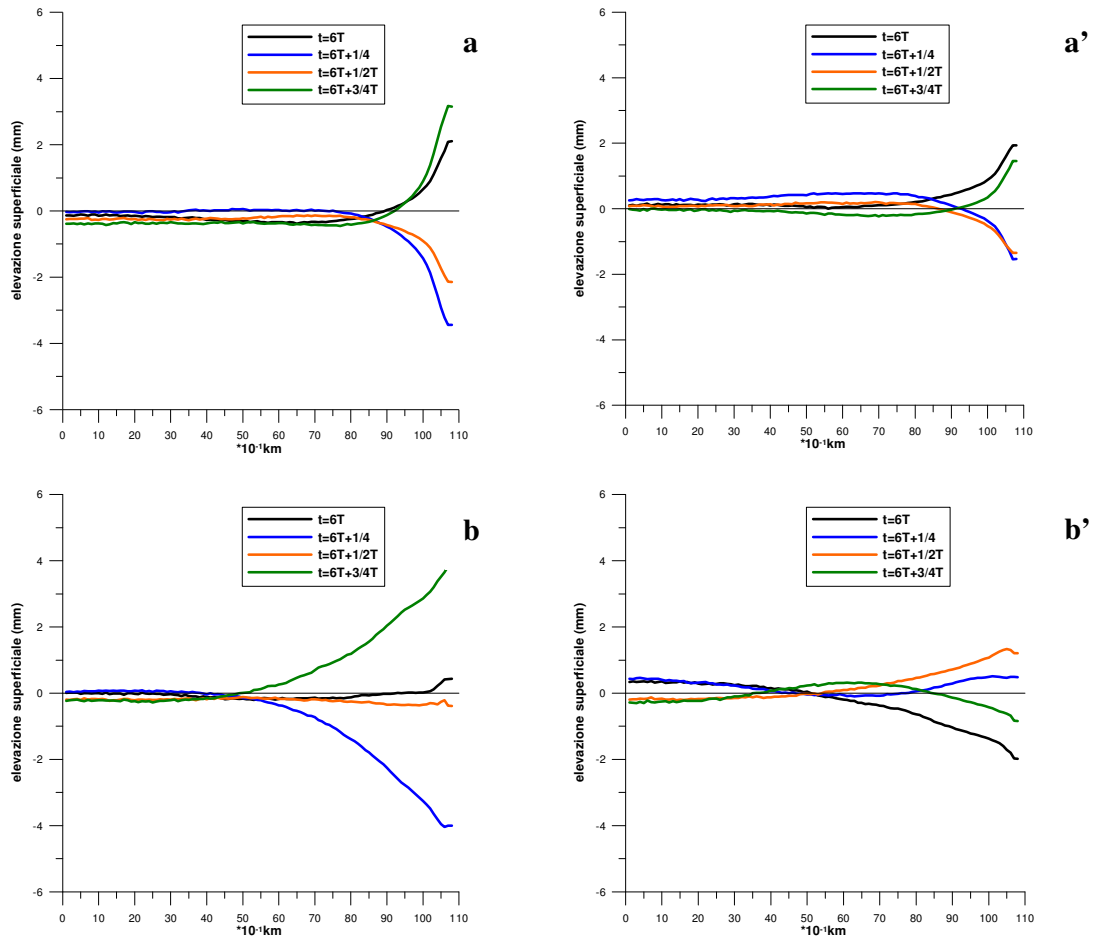


Fig. 4.7 Elevazione superficiale lungo la sezione L1 nel dominio B. La colonna sinistra (destra) riferita al vento zonale (meridionale). In (a,a') $T=T3$, in (b,b') $T=T4$

In Figura 4.7 si può notare che l'ampiezza di oscillazione per entrambe le sesse quando al sistema viene applicato un vento zonale assume valori Maggiori rispetto a quelli assunti nel caso di vento meridionale. Gli altri 2 modi di oscillazione presenti nel dominio B vengono analizzati nella Figura 4.8: come per le sesse viste in precedenza anche la sessa con periodo 24 min. genera una Maggior oscillazione (si vedano Figure 4.8a,a').

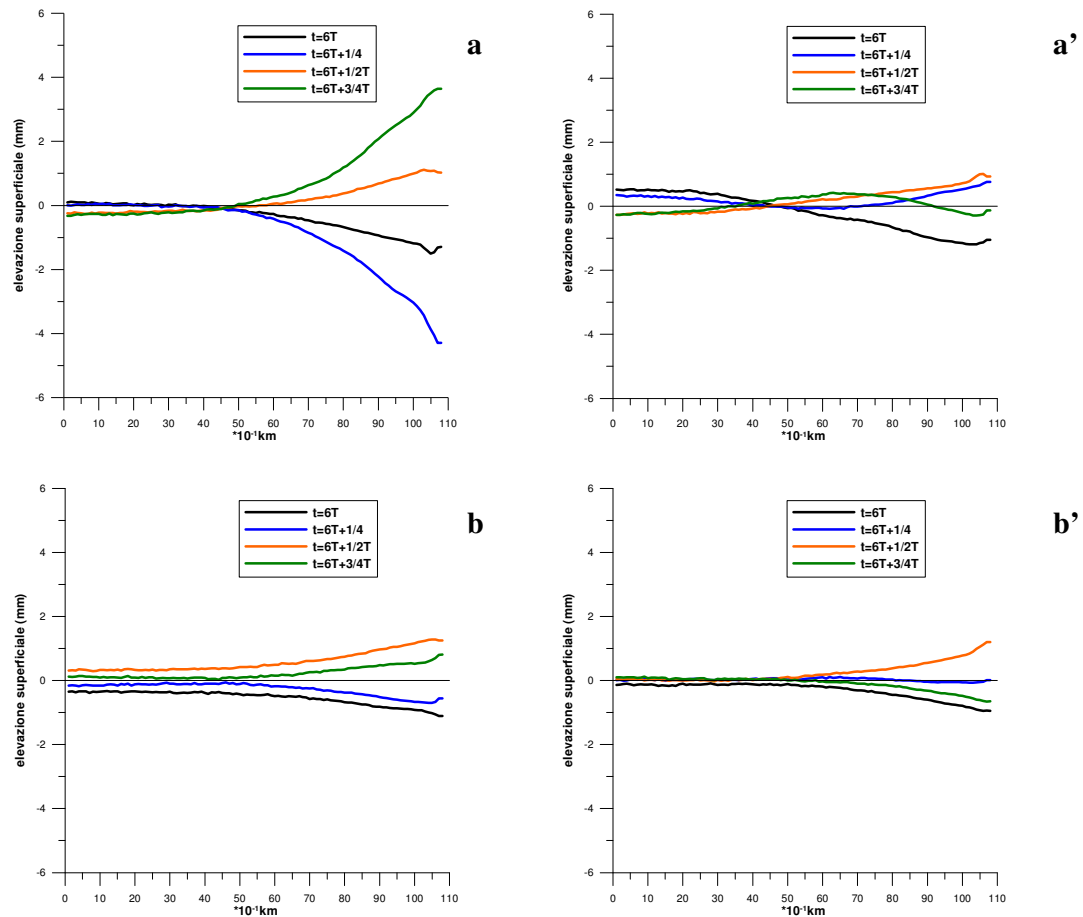


Fig. 4.8 Elevazione superficiale lungo la sezione L1 nel dominio B. La colonna sinistra (destra) riferita al vento zonale (meridionale). In (a,a') $T=T5$, in (b,b') $T=T6$

L'ultimo modo di oscillazione con periodo di 28 min. è analizzato mediante le Figure 4.8b,b': la direzione del vento in questo caso non influenza apprezzabilmente l'escursione della superficie libera. La comparsa di quest'ultima sessa non riscontrata negli esperimenti condotti sul dominio A, porta alla conclusione che la stessa sia legata alla zona di largo e, come si vedrà in Figura 4.9b, la sua struttura rispecchia il fatto che la riflessione avvenga fra i boundary laterali e la presenza dell'apertura relativa al Golfo di Pozzuoli non influenza apprezzabilmente la sua struttura. Dalla Figura 4.9a, inoltre, si può osservare la struttura spaziale della sessa ($T=22$ min.), in particolare si ha l'amplificazione del

segnale nella zona interna del Golfo che spiega la Maggiore energia del picco nel punto P3 rispetto a quello presente nel punto P4 (si vedano le Figure 4.4b,b').

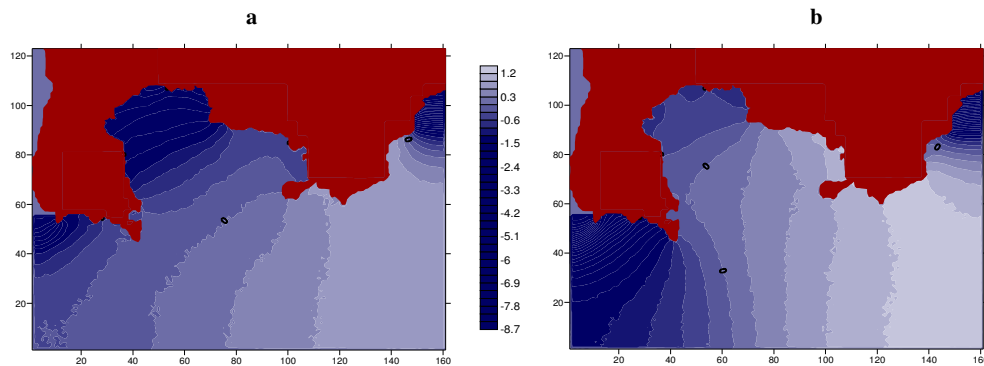


Fig. 4.9 Istantanea della superficie libera con vento zonale: a) per $t=6T+1/4T$ ($T=22\text{min}$), b) per $t=6T+3/4T$ ($T=28\text{min}$).

Gli esperimenti effettuati hanno permesso di analizzare sia le sesse esterne sia quelle interne focalizzando l'attenzione sulle prime, è stato possibile individuare quali tra quelle presenti fossero legate alla configurazione del Golfo di Pozzuoli e non alla presenza dei bordi fittizi. La sessa di 12 minuti, riscontrata nel dominio meno esteso sembra possa essere quella rilevata nel dominio B con un periodo di 15 min. che genera una maggiore sollecitazione nel punto P4 (si veda Figura 4.4b). Le altre sesse riscontrate che non mostrano un'elevazione apprezzabile all'interno del Golfo sono legate alla presenza dei bordi fittizi sia quelli presenti nel dominio A sia quelli presenti nel dominio B. Dopo le analisi spettrali si è provveduto a confrontare i risultati ottenuti con i dati relativi alle osservazioni mareografiche effettuate nel Golfo di Pozzuoli durante il biennio che va dal Giugno 1996 al Maggio 1998 (Buonocore, 2000). In questo lavoro sono stati riscontrati i principali periodi di oscillazione del mare prodotti dal forzante atmosferico, nonché i periodi relativi alle oscillazioni libere nel bacino. I periodi osservati e confrontati anche con quelli ottenuti in Gravili et al. (2001) sono in buon accordo con i periodi precedentemente analizzati, infatti sono stati riscontrati 2 periodi di circa 18 min e 22 min nonché un periodo di circa 28 min. Il periodo di

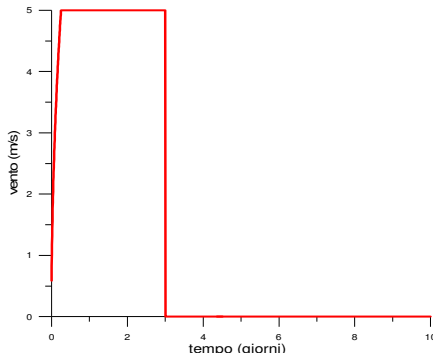
18 min. è quello più vicino ai valori riscontrati in questo studio modellistico, poiché la sessa di 28 min. riscontrata in tale studio non sembra essere caratteristica del Golfo e anche le altre sesse non mostrano ampiezze particolarmente rilevanti all'interno Golfo. Questo studio modellistico ha evidenziato chiaramente i fenomeni costieri come le sesse in presenza di una linea di costa convoluta quale quella del Golfo di Pozzuoli.

4.3.5 Analisi delle onde di Kelvin nel Golfo di Pozzuoli

In questo paragrafo vengono mostrati i risultati di altri 4 esperimenti numerici condotti nei due domini e, a differenza dei casi precedenti, la durata è di 10 giorni, anziché 1 giorno (si veda la Tabella 4.4). Dopo aver analizzato le sesse, ci si propone di studiare fenomeni che abbiano dei periodi più lunghi come ad esempio l'onda interna di Kelvin (si veda paragrafo 4.3.2). Affinché possa esistere un'onda di Kelvin, R_i deve essere minore delle dimensioni lineari del bacino. Come abbiamo visto nel paragrafo 4.3.4 se $R_i \approx 5\text{km}$ (stratificazione estiva) è lecito pensare che possano esistere onde di Kelvin interne anche se queste sono onde spurie e non riconducibili ad una circolazione di più grande scala (si veda capitolo 5), visto che come si è già detto più volte in questa fase il modello è implementato su un dominio chiuso ai bordi non ancora innestato nel modello del Golfo di Napoli. Di conseguenza lo studio di seguito realizzato non si prefigge lo scopo di prevedere la formazione di onde di Kelvin realistiche, ma quello di analizzare i processi costieri che avvengono in bacini chiusi (comprendenti il Golfo di Pozzuoli) di dimensioni ridotte; lo studio di tali processi è interessante anche se non porta a risultati realistici. I dati di input sono riportati in Tabella 4.4.

I primi risultati si riferiscono agli esperimenti condotti su entrambi i domini caratterizzati da una stratificazione estiva. Nella Figura 4.9 si può notare che l'evoluzione della superficie libera in entrambi i domini segue l'andamento dello stress del vento, soprattutto nel caso del dominio A, tale somiglianza fra i segnali è dovuta alle limitate dimensioni dei bacini considerati. Si noti, infatti, che

all'aumentare delle dimensioni del bacino la stretta dipendenza esistente tra lo stress del vento e lo spostamento della superficie libera tende ad attenuarsi.

<p>Risoluzione spaziale $\Delta X = \Delta Y = 100m$</p> <p>Incremento temporale:</p> <ul style="list-style-type: none"> $\Delta t = 1\text{sec}$ dominio A <u>(esperimento IXa, IXb)</u> $\Delta t = 0.7\text{sec}$ dominio B <u>(esperimento Xa, Xb)</u> <p>Eddy viscosity $A_H = 10 \text{ m}^2/\text{s}$</p> <p>Stratificazione:</p> <ul style="list-style-type: none"> tardo-primaverile <u>(esperimento IXa, Xa)</u> <ul style="list-style-type: none"> 1° strato : $\Delta z = 15m$, $\sigma_i = 26.50$ 2° strato : $\Delta z = 15m$, $\sigma_i = 28.30$ 3° strato : $\Delta z = \text{fondo}$, $\sigma_i = 29.00$ autunnale <u>(esperimento IXb, Xb)</u> <ul style="list-style-type: none"> 1° strato : $\Delta z = 75m$, $\sigma_i = 27.80$ 2° strato : $\Delta z = 125m$, $\sigma_i = 28.50$ 3° strato : $\Delta z = \text{fondo}$, $\sigma_i = 29.00$ <p>Intensità massima del vento zonale 5 m/s (v. fig4.9)</p>	 <p>Fig. 4.10 Variazione temporale del vento.</p>
<p>Tabella 4.4 Alcuni dati di input per gli esperimenti IX(a,b) e X(a,b) .</p>	

Le variazioni della superficie libera sono dell'ordine di qualche millimetro: tali valori sono consistenti con l'intensità del vento applicato (si veda paragrafo 4.3.2). Si nota inoltre che le velocità che si hanno nel dominio meno esteso hanno valori inferiori rispetto a quelli riscontrati nell'altro dominio. Si può notare che la variazione dell'interfaccia interna, in entrambi i domini, è circa tre ordini di grandezza superiore rispetto a quella superficiale, a conferma della teoria secondo la quale a piccole escursioni della superficie corrispondono forti variazioni dell'interfaccia sottostante (si veda paragrafo 4.2).

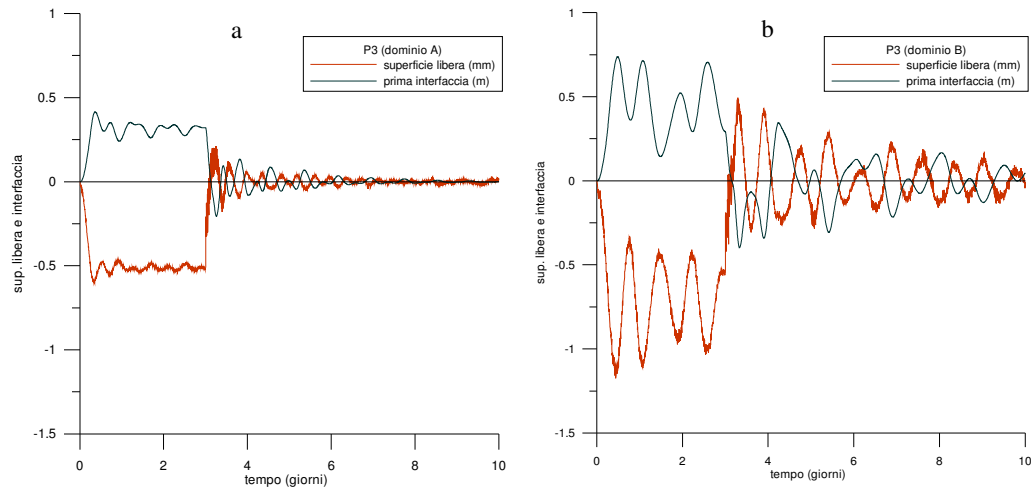


Fig. 4.11 Andamento della superficie libera e della prima interfaccia in P3:a) dominio A, b) nel dominio B.

Dalla Figura 4.12 che rappresenta uno zoom della figura 4.11 si può osservare, che al cessare del vento si innescano delle oscillazioni superficiali ad alta frequenza, al di sotto dell'ora che corrispondono alla presenza di onde di gravità superficiali e di sesse, già analizzate nel paragrafo 4.3.4. La prima interfaccia interna invece è caratterizzata da spostamenti che hanno periodi lunghi che corrispondono a onde interne.

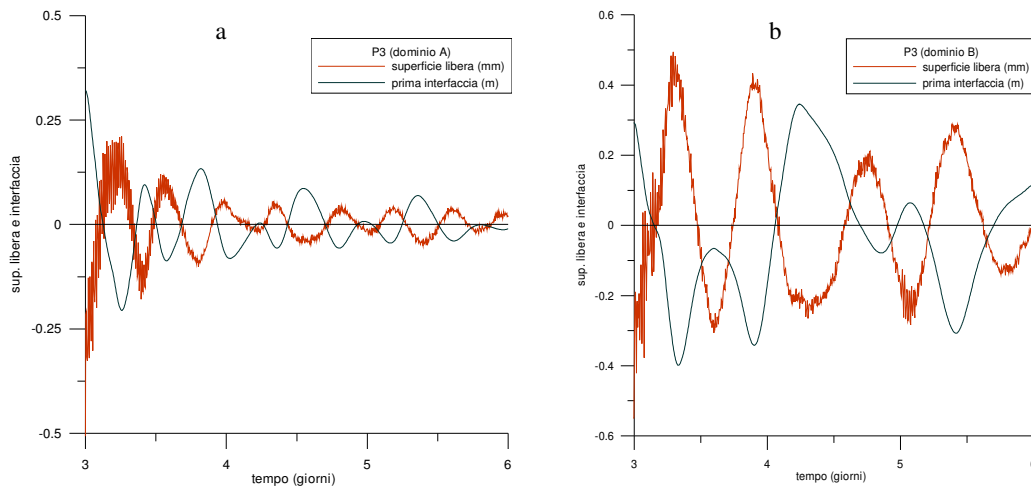


Fig. 4.12 Andamento della superficie libera e della prima interfaccia in P3:a) dominio A, b) nel dominio B.

La prima interfaccia interna, come osservato in Figura 4.12, tende a disporsi in controfase rispetto alla superficie libera. Simili oscillazioni suggeriscono la presenza di un'onda interna la cui propagazione lungo la costa, può essere osservata nelle Figure 4.13 a,c dove vengono mostrati gli andamenti temporali della superficie libera e della prima interfaccia nei punti P2 e P4 interni al Golfo aventi la stessa distanza dalla costa.

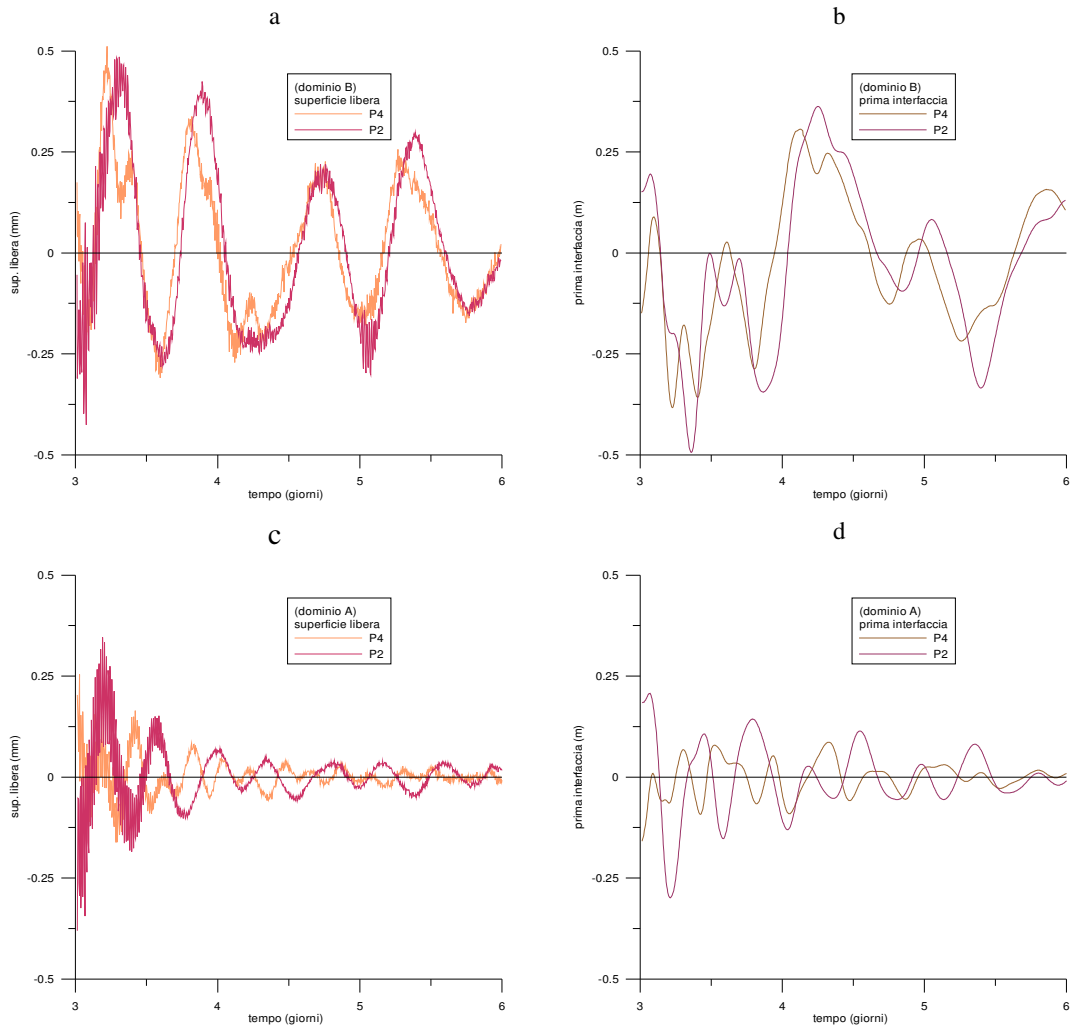


Fig. 4.13 Andamento della superficie libera: a) dominio A, c) dominio B e della prima interfaccia: b) dominio A, d) dominio B.

L'obiettivo è quello di mostrare sia il modo in cui avviene il rilassamento del *wind set-up* sia il modo in cui il segnale indotto nel dominio si propaga all'interno del Golfo. Dalle Figure 4.13 b,d, si nota che, dopo la fase del *set-up* e quindi dopo che il vento ha smesso di forzare i domini, la prima interfaccia interna oscilla in modo simile, seguendo la costa, e l'andamento temporale della stessa risulta, inoltre, leggermente sfasato nei due punti.

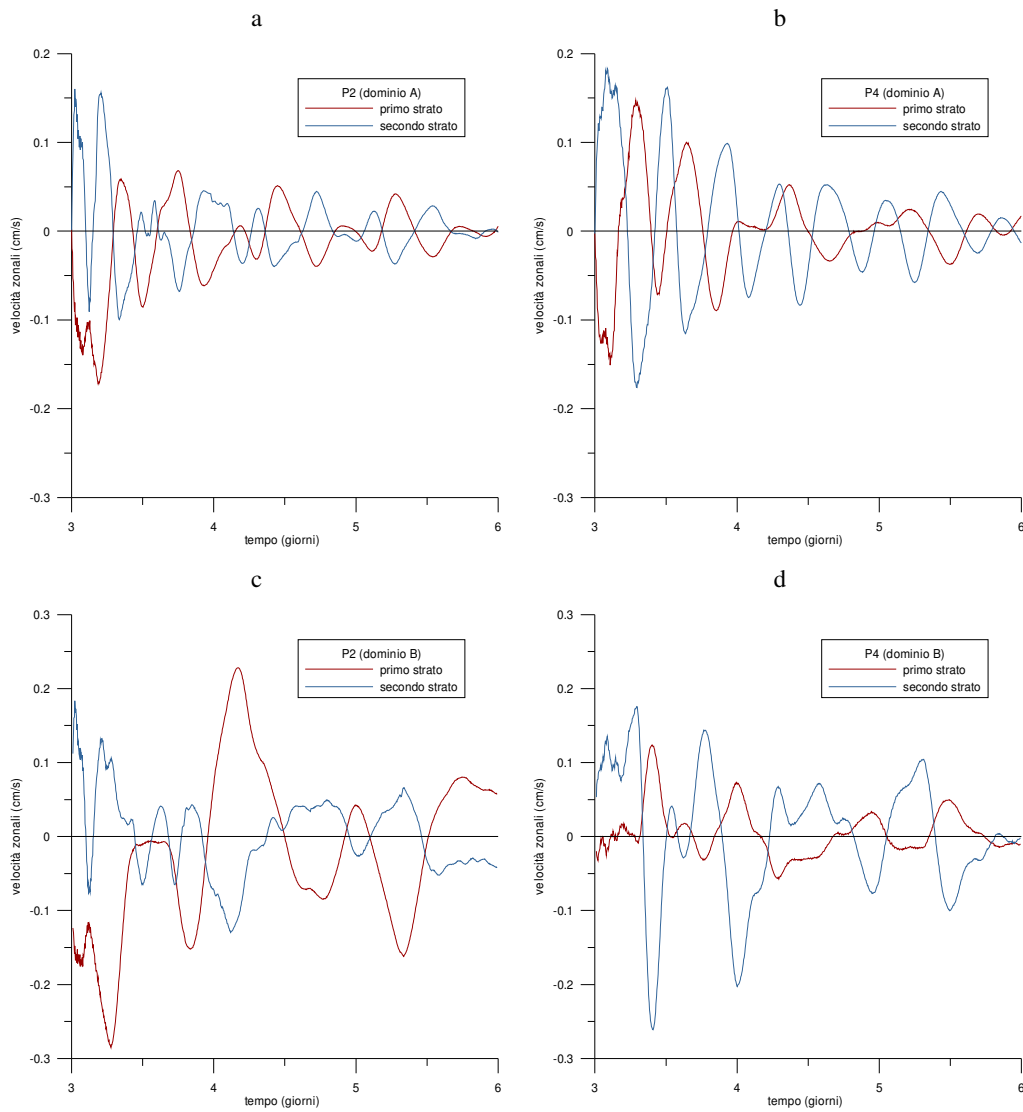


Fig. 4.14 Andamento della velocità zonale nel primo e nel secondo strato in P2: a) dominio A, c) dominio B in P4: b) dominio A, d) dominio B

Tale andamento, caratterizzato da uno *shift* di fase è chiaro segno di un segnale che si propaga nel bacino, all'interfaccia tra il primo e il secondo strato, seguendo la costa. Analizzando, inoltre, l'andamento delle velocità zonali superficiali ed interne, nella figura 4.14 relativa al periodo in cui i domini si "rilassano", si può notare come le correnti del secondo strato siano, nel periodo temporale successivo allo stop del vento, in controfase rispetto a quelle superficiali. Questo andamento opposto del flusso nei diversi strati conferma quanto già ipotizzato, nelle serie temporali sull'elevazione delle interfacce, sulla propagazione di un'onda interna lungo la costa.

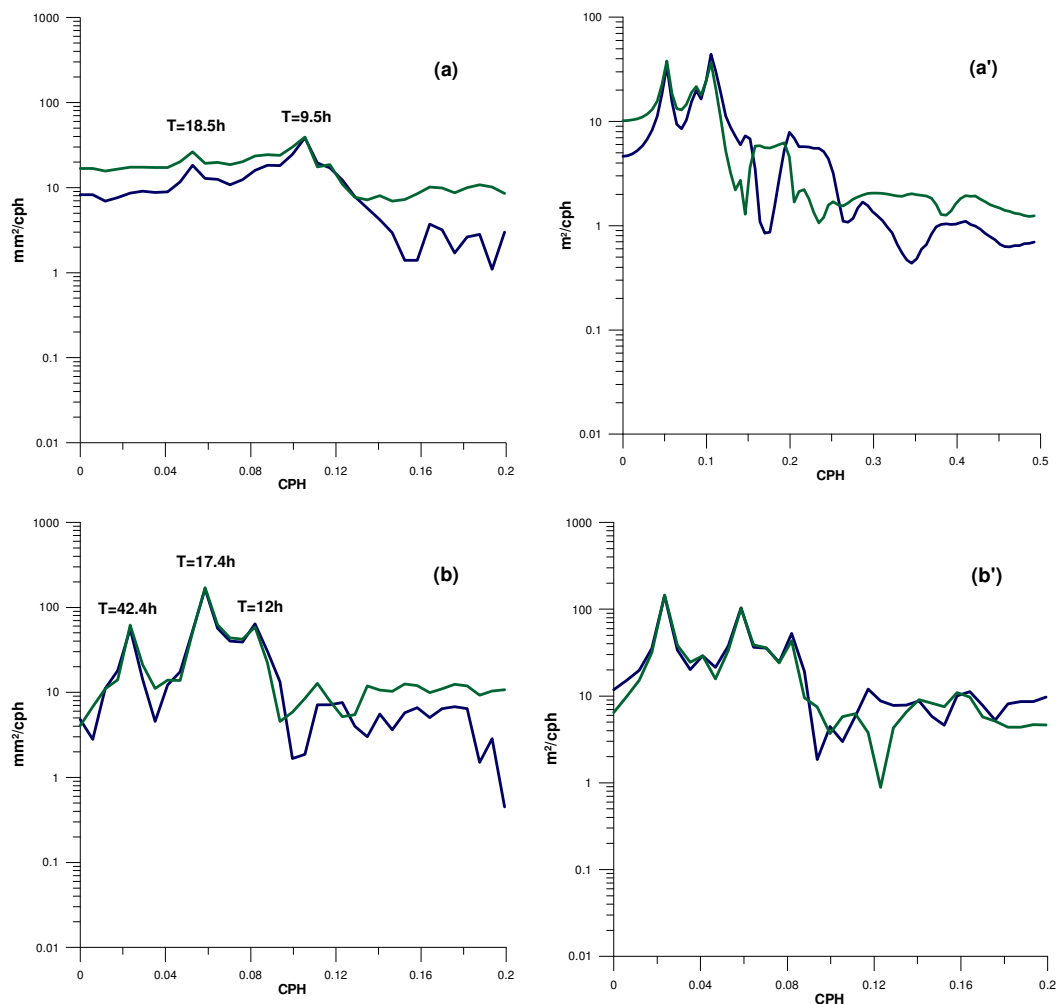


Fig.4.15 Analisi spettrale dell'elevazione superficiale: a) dominio A, b) dominio B; della seconda interfaccia a') dominio A, b') dominio B in P2 (verde), P4 (blu).

Per poter analizzare in dettaglio quali oscillazioni sono presenti all'interno dei due domini, così come è stato fatto per gli esperimenti numerici aventi durata di un giorno, in Figura 4.15 vengono mostrate le analisi spettrali sulle elevazioni superficiali e sulle prime interfacce presenti in P2 e P4 derivanti dagli esperimenti con stratificazione estiva nel dominio A e nel dominio B. Si ricorda che essendo interessati soltanto ai segnali a basse frequenze sono stati riportati soltanto degli zoom riguardanti le analisi spettrali. Nel dominio A sono evidenti due picchi principali: uno associato al periodo inerziale $T=18.5$ h, presente anche nel dominio più esteso $T=17.4$ h e l'altro periodo è $T=9.5$ h. Nel dominio B si hanno altri due picchi in corrispondenza di $T=42.4$ h e $T=12$ h.

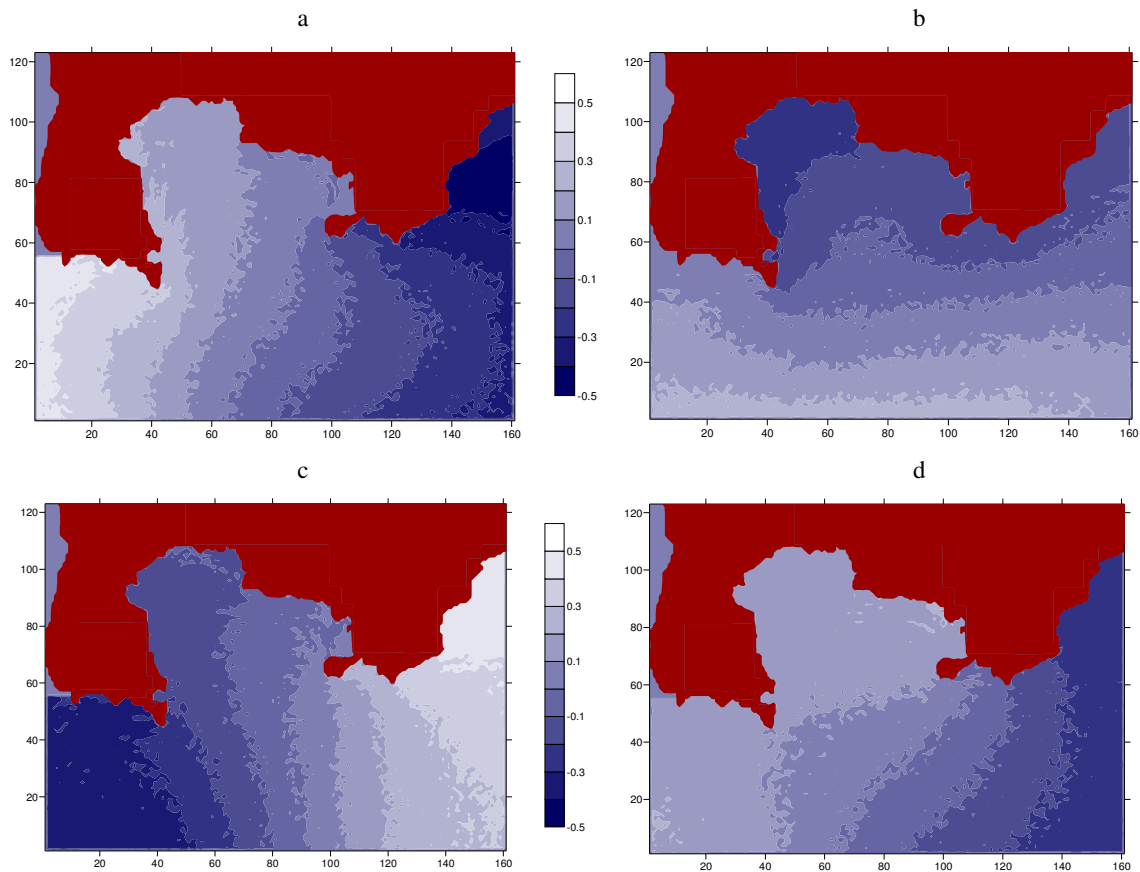


Fig.4.16 Istantanee della superficie libera ogni T/4 a partire dalla 96° ora di simulazione (esperimento Xa)

Considerando i raggi di Rossby interni per i due bacini caratterizzati da una stratificazione estiva si può affermare che i periodi di 9.5 e 12 h sono relativi ad onde di Kelvin interne spurie. La conferma dei fenomeni osservati si ha nelle istantanee dell'elevazione libera e della prima interfaccia (si vedano le Figure 4.16 e 4.17), dalla sequenza di immagini ogni $t=T/4$, dove $T=12$ h a partire dal 4° giorno di simulazione. Come per la superficie libera, si mostrano le istantanee per la prima interfaccia. Nelle Figure 4.17a,b,c,d si vede come la massima elevazione dell'interfaccia, decrescente esponenzialmente allontanandosi dalla costa vicino alla quale si trova, si muove in senso antiorario lungo i bordi "chiusi" del bacino lasciandosi questi alla destra come richiede un'onda di Kelvin. Da notare che gli spostamenti verticali della superficie libera, in controfase rispetto alla prima interfaccia sono ben visibili nelle istantanee appena mostrate.

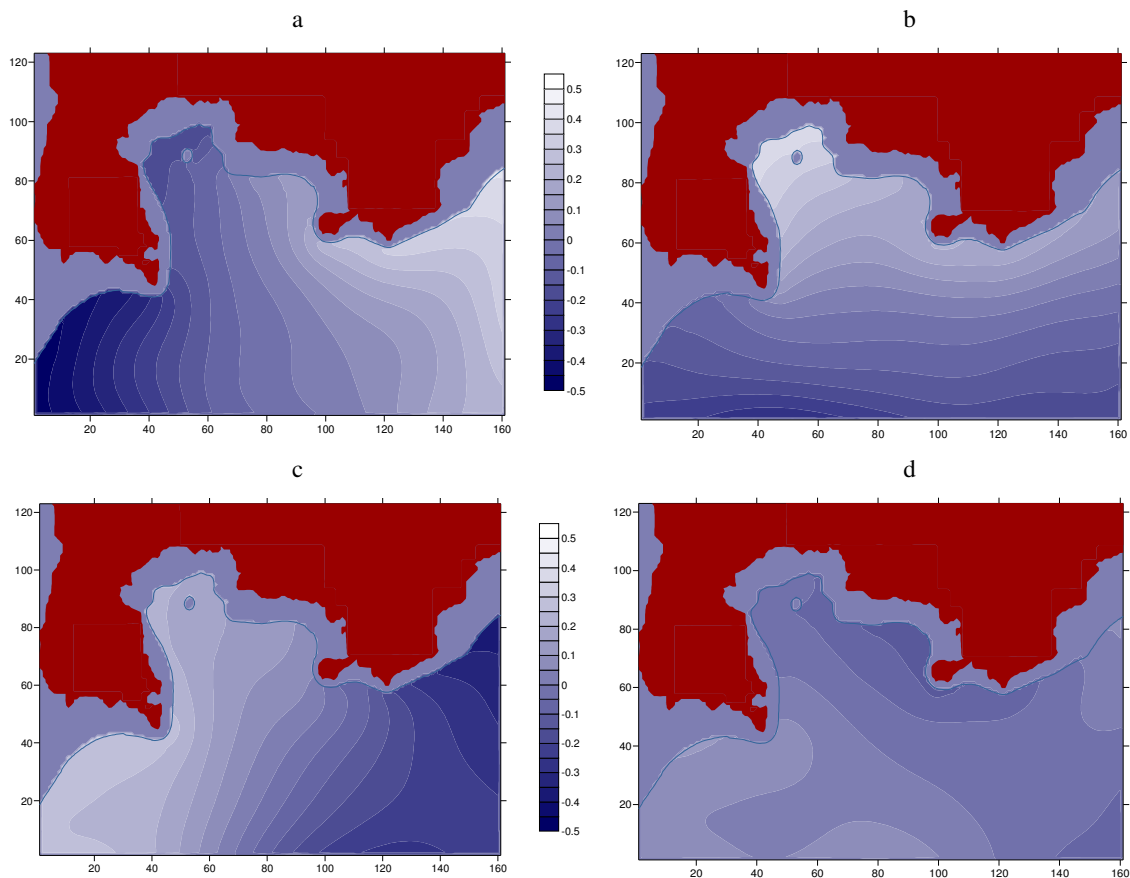


Fig.4.17 Istantanee della prima interfaccia ogni $T/4$ a partire dalla 96° ora di simulazione (esperimento Xa)

Di seguito nelle Figure 4.18a,b,c,d, si riportano le istantanee ogni $t = T/4$ dell'elevazione verticale della superficie nel dominio A, da sei ore in cui termina lo stress del vento per un periodo totale $T = 9h$.

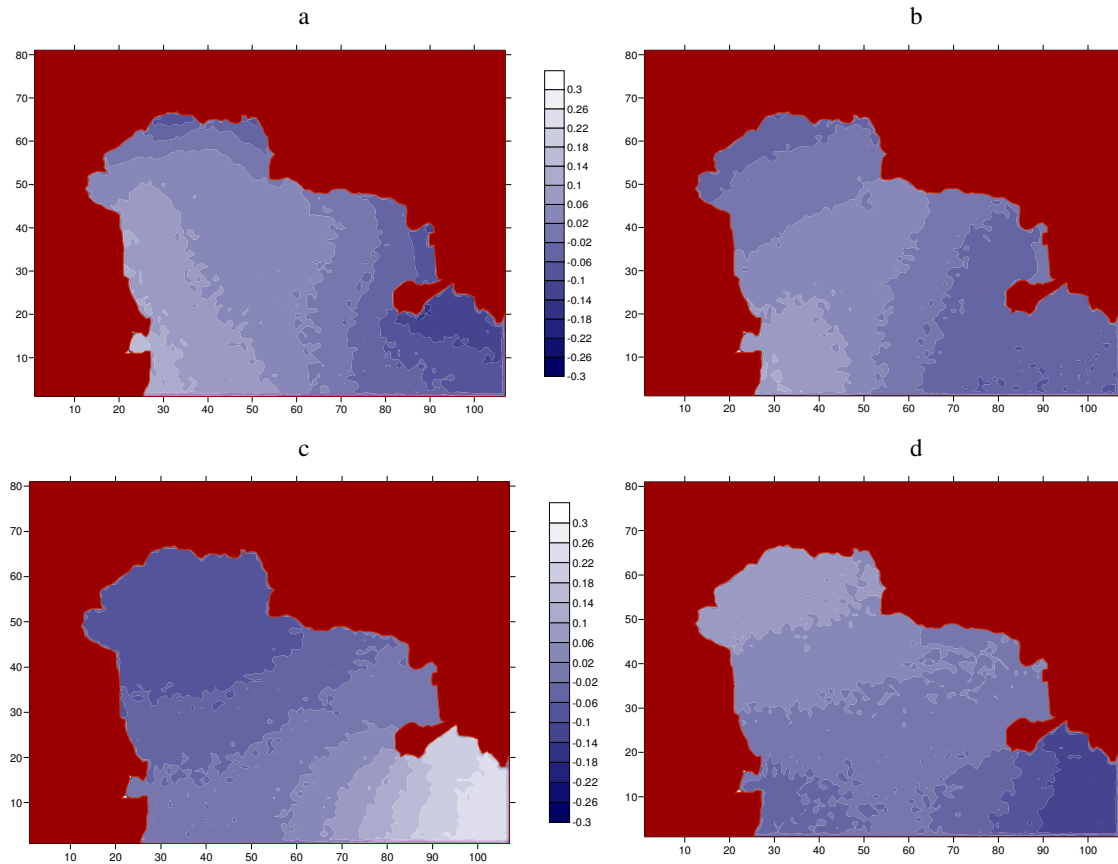


Fig.4.18 Istantanee della superficie libera ogni $T/4$ a partire dalla 78° ore di simulazione (esperimento IXa)

Per gli stessi istanti, nella Figura 4.19 viene riportata la prima interfaccia. Anche per il dominio meno esteso è possibile evidenziare un'onda di Kelvin spuria che ha un periodo di circa 9 h a conferma di ciò che si era evidenziato già nelle Figure 4.15a, c.

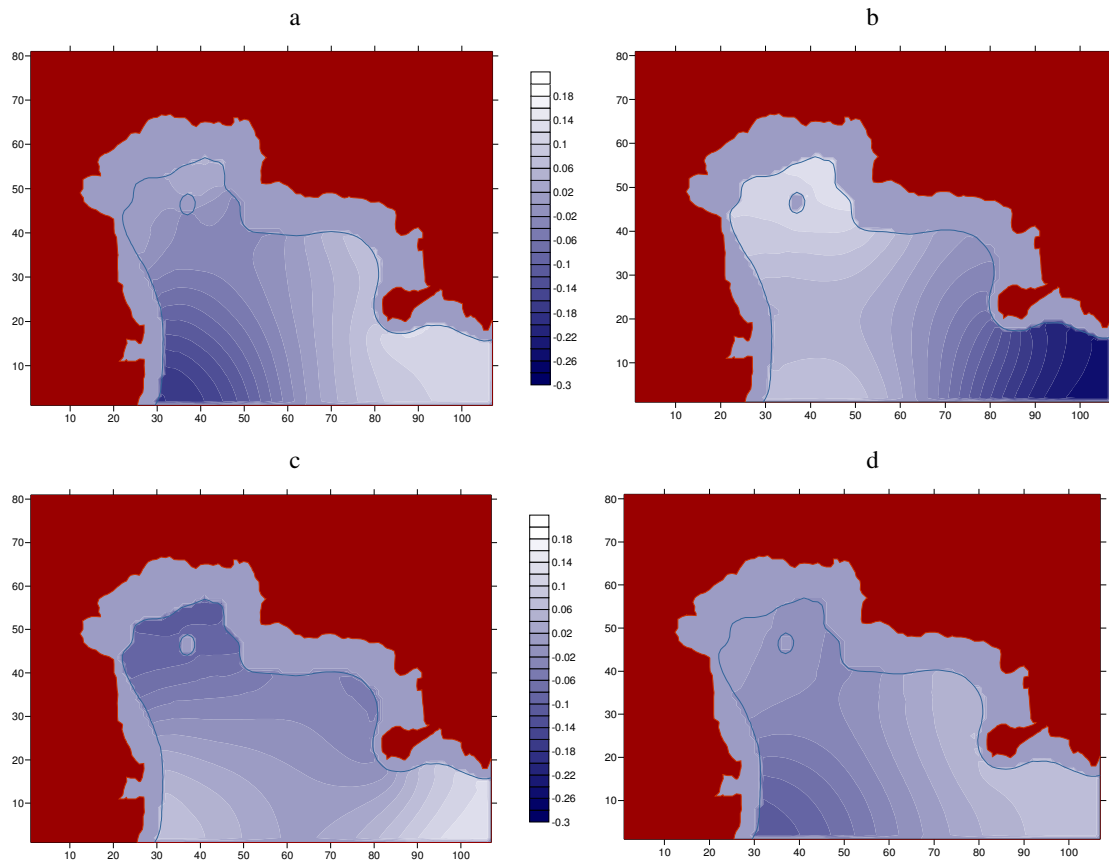


Fig.4.19 Istantanee della prima interfaccia ogni T/4 a partire dalla 78° ora di simulazione (esperimento IXa)

Gli esperimenti effettuati finora hanno riguardato la stratificazione tardo-primaverile, si mostrano ora i risultati derivanti da esperimenti numerici (IXb e Xb) caratterizzati dagli stessi valori di input, ma con una stratificazione autunnale. Una simile stratificazione fa sì che la dinamica presente nel dominio meno esteso sia essenzialmente barotropica, la zona più interna del dominio A sarà quindi caratterizzata da un unico strato a densità costante. In tale dominio, il secondo strato sarà attivo soltanto in una ristretta zona prossima al boundary meridionale.

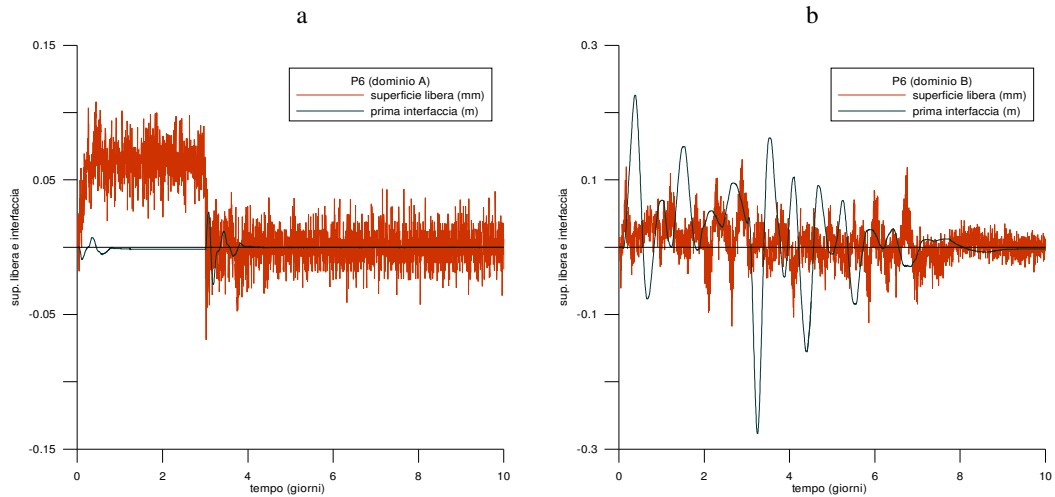


Fig. 4.20 Andamento della superficie libera e della prima interfaccia in P6 a) dominio A e b) nel dominio B.

In Figura 4.20, si possono notare escursioni verticali con oscillazioni ad alta frequenza per entrambi i domini che rappresentano le sesse “esterne”.

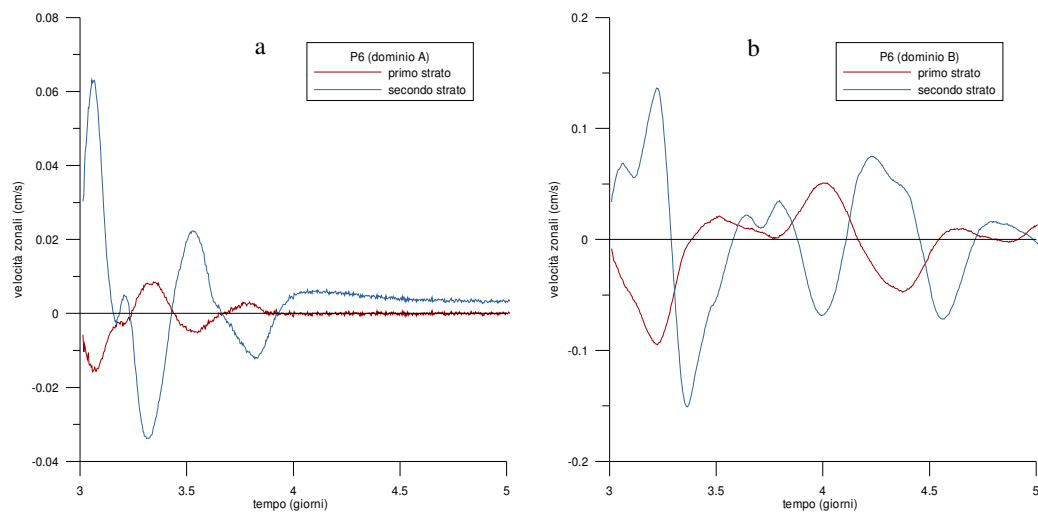


Fig. 4.21 Andamento della corrente zonale nel primo e nel secondo strato in P3 a) dominio A e b) dominio B.

All’innalzamento della superficie libera deve seguire, una volta cessato lo stress del vento, una risposta del bacino che ridistribuisce, attraverso la sua dinamica, l’energia potenziale accumulata come si è già visto negli esperimenti caratterizzati

da una stratificazione tardo-primaverile. Di seguito, si riportano 4 istantanee, una ogni 3 ore, della prima interfaccia a partire dal 4° giorno per il dominio B.

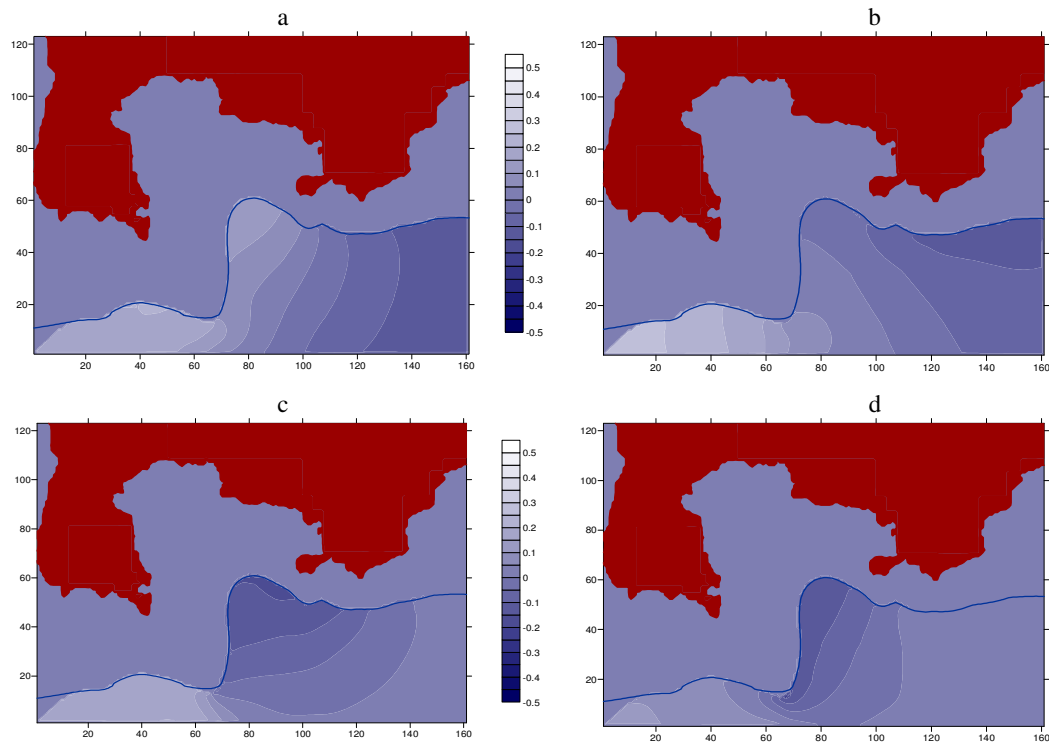


Fig. 4.22 Istantanee della prima interfaccia ogni 3 ore a partire dalla 96° ora di simulazione (esperimento Xb)

Dalla sequenza delle istantanee si deduce che l'esistenza di un'onda di Kelvin, anche se spuria, non può sussistere date le dimensioni lineari del dominio inferiori rispetto alle dimensioni di $R_i=14$ km (stratificazione autunnale).

Dopo aver effettuato, un'analisi della dinamica in presenza di due stratificazioni: una caratteristica del periodo autunnale e una del periodo tardo-primaverile, si mostrano brevemente alcuni grafici per evidenziare le diverse risposte del bacino forzato con lo stesso stress di vento, ma con stratificazione differente. Un vento di 5 m/s genera, infatti, in diverse condizioni di stratificazione della colonna d'acqua, risultati differenti, riscontrabili facilmente dalla comparazione delle serie temporali di elevazioni delle interfacce e di velocità del flusso, calcolate negli stessi punti P3 e P6. Di seguito, si riportano le

sovrapposizioni delle serie temporali di elevazione superficiale in condizioni autunnali e primaverili presenti nel punto P3.

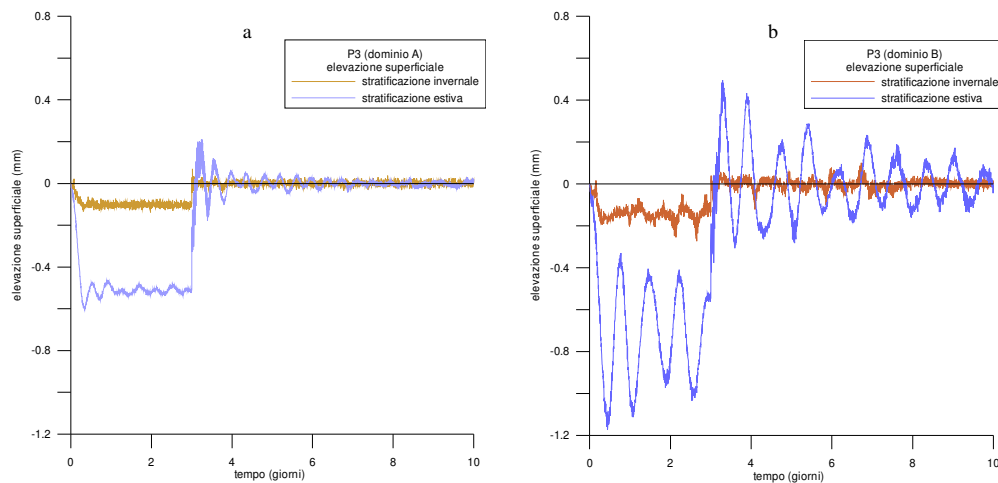


Fig. 4.23 Andamento in P3 della superficie libera per le due stratificazioni: a) dominio A e b) dominio B.

Dalla Figura 4.23 si evince una risposta dinamica dei due domini con stratificazione tardo-primaverile, allo stop dello stress del vento, tale da produrre degli spostamenti verticali molto più intensi per quanto riguarda le elevazioni massime raggiunte e delle oscillazioni più ampie. Il motivo per il quale il periodo autunnale è caratterizzato da oscillazioni aventi minore ampiezza rispetto a quelle che si hanno nel periodo tardo-primaverile risiede nella diversa stratificazione della colonna d'acqua: anche se l'energia trasferita al sistema è la stessa, la ridistribuzione della medesima lungo la colonna d'acqua avviene in maniera diversa ovvero laddove lo spessore è Maggiore si avrà una minore quantità di energia disponibile per eccitare oscillazioni dell'interfaccia.

4.4 Studi di circolazione indotta dal vento nel bacino chiuso

In questi ultimi due paragrafi vengono analizzati i risultati di quattro esperimenti numerici, nei quali i due domini vengono eccitati da un vento non più

idealizzato bensì realistico (ma, nonostante ciò si vedano le considerazioni riportate nell'introduzione 4.1 circa il non realismo del carattere della risposta e dell'ampiezza delle correnti indotte nella presente implementazione, che non attua l'accoppiamento con un modello di più grande scala). Nel paragrafo 4.4.1 vengono mostrati i risultati relativi ai primi due esperimenti: il sistema viene forzato da un campo di vento ad alta risoluzione ottenuto dall'implementazione ad "area limitata" (LAM) del modello MM5V3 dello PSU/NCAR effettuata dalla Prof.ssa R. Ferretti (Ferretti et al., 2003) per il periodo test di 50 giorni usato per studi modellistici di circolazione delle acque del Golfo di Napoli (Pierini et al., 2004a,b, 2006). Sono stati scelti simili venti, in quanto vicino alle coste gli effetti orografici possono produrre strutture anche di piccola scala nel campo dei venti che vengono risolte soprattutto dai modelli meteorologici ad area limitata. Come detto in precedenza, il campo di vento è riferito ad un periodo di 50 giorni compreso tra il 1 Novembre e il 20 Dicembre del 1999. Nel paragrafo 4.4.2, vengono riportati i risultati relativi agli ultimi due esperimenti: il sistema viene forzato da un campo di vento derivante da flussi di momento superficiale dell'ECMWF prodotti da un modello meteorologico previsionale a medio termine. Si ricorda, inoltre, che la durata degli esperimenti è di 30 giorni ed è relativa al Giugno 2003. Per questo periodo non erano ancora disponibili i campi di vento ad alta risoluzione ottenuti dal modello MM5V3. I dati di vento per entrambi i casi, inoltre, sono riferiti al punto P_w (si veda Figura 4.1) e, avendo una cadenza ogni 6 ore, sono stati interpolati per ottenere una risoluzione temporale pari a Δt . La variabilità spaziale dei venti è costante in quanto i due domini hanno un'estensione che è inferiore rispetto alla risoluzione spaziale dei modelli di previsione meteorologica (9 km per i venti LAM e $1/2^\circ$ in longitudine e latitudine per i venti ECMWF).

Risoluzione spaziale : $\Delta X = \Delta Y = 100m$ Incremento temporale: <ul style="list-style-type: none"> • $\Delta t = 1sec$ <u>(esperimento XIa, esperimento XIIa)</u> • $\Delta t = 0.7sec$ <u>(esperimento XIb, esperimento XIIb)</u> Eddy viscosity : $A_h=10\text{ m}^2/s$ <ul style="list-style-type: none"> • <u>esperimento XIa e XIb</u> Stratificazione autunnale e intensità del vento (v. Fig.4.24) • <u>esperimento XIIa e XIIb</u> Stratificazione tardo-primaverile e intensità del vento (v. Fig.4.29)
Tabella 4.5 Alcuni dati di input per gli esperimenti XI(a,b), XII(a,b)

4.4.1 Periodo autunnale: Novembre-Dicembre 1999

Si mostrano in Figura 4.24 le serie temporali dell'ampiezza e della direzione dello stress superficiale del vento, si ricorda che lo zero della scala temporale corrisponde alle 0:00 h del 1° Novembre del 1999.

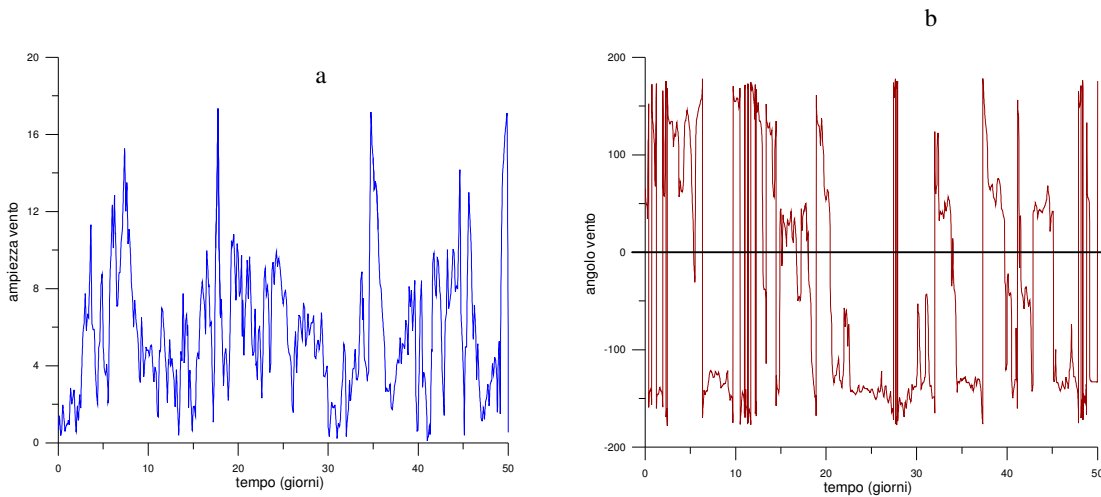


Fig. 4.24 Andamento temporale del vento a) ampiezza; b) direzione, nel punto PW in Fig. 4.1

In Figura 4.25 si riportano le serie temporali relative ai punti P3 e P6 per entrambi i domini. Il dominio meno esteso mostra dei valori più bassi in quanto

l'energia trasferita al sistema è inferiore rispetto a quella trasferita nel dominio B. Nel punto P3, caratterizzato da una profondità di 30 metri, la superficie libera assume massimi valori quando il sistema è forzato da un vento intenso. La risposta, quindi, della zona interna del Golfo è fortemente legata all'intensità del vento, ma come vedremo nel capitolo 5, questa risposta è comunque del tutto irrealistica, anche nelle intensità delle correnti, a causa del mancato accoppiamento con la dinamica esterna al Golfo di Pozzuoli. La situazione si inverte nel punto P6 dove è attivo anche il secondo strato, si ricorda, infatti che in tale punto la profondità raggiunta è di 85 metri e cosa più importante la vicinanza del boundary influenza fortemente la dinamica presente.

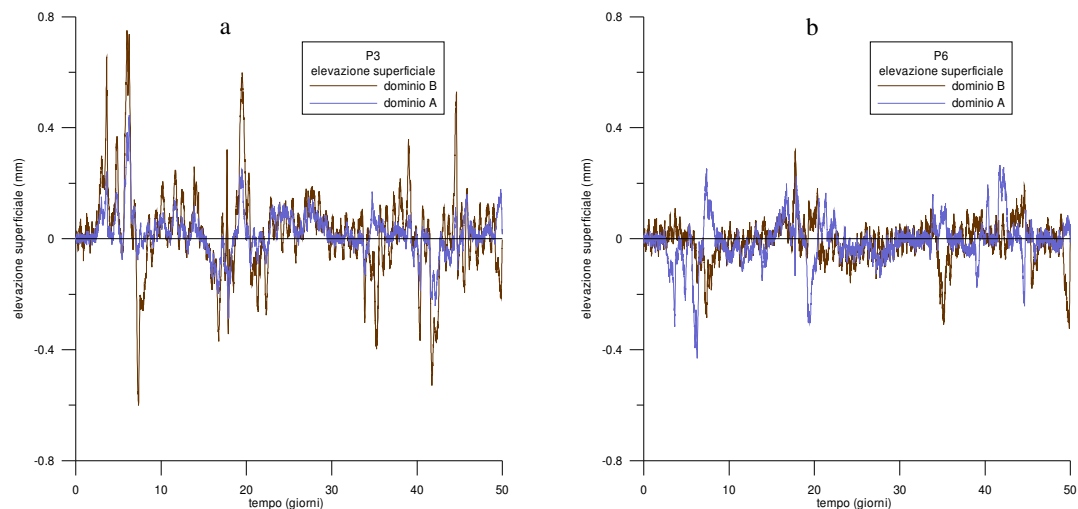


Fig. 4.25 Andamento della superficie libera: a) P3 e b) P6.

In particolare, vengono considerati due intervalli di tempo: uno comprendente il periodo che va dal 27° al 32° giorno ed il secondo che va dal 33° al 38° giorno di integrazione. Il primo periodo è caratterizzato da un vento che si assesta su una direzione da SW con piccola ampiezza. Nel secondo, invece, si ha, dapprima un aumento dell'intensità del vento proveniente da SW e poi, nella fase finale, una diminuzione.

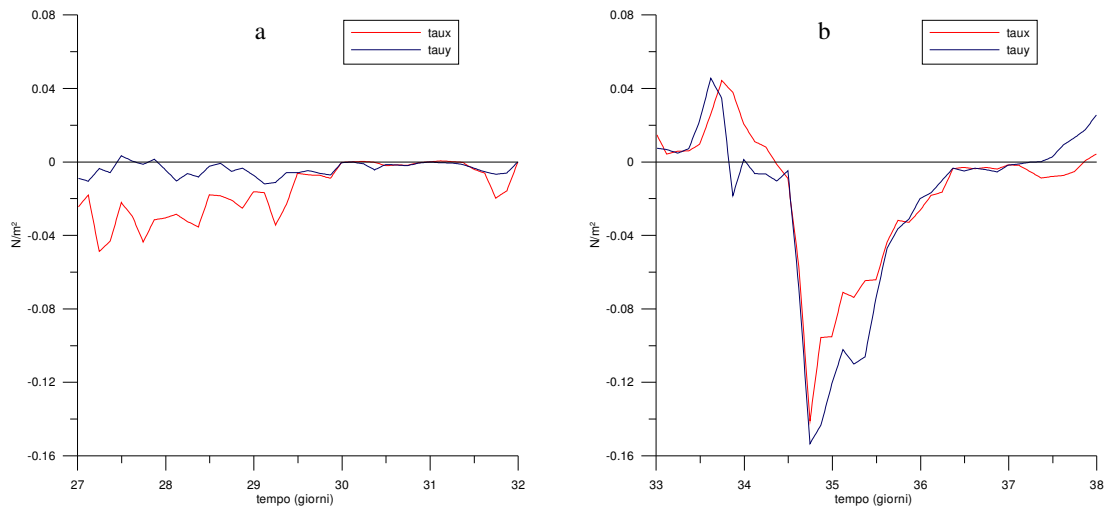


Fig. 4.26 Andamento dello stress del vento nei periodi :a) 27°-32° giorno. ; b) 33°-38° giorno.

Si considerano, due punti P2 e P4 prossimi alla costa: nel primo periodo, l'elevazione superficiale come ci si aspettava assume dei valori bassi diversamente dai valori che si hanno nel secondo periodo quando si ha un aumento dell'intensità del vento proveniente da SW. Per entrambi i domini, la superficie libera segue l'andamento dello stress del vento. Le correnti zonali superficiali nei punti P2 e P4 (si veda Figura 4.28) dove è attivo solo il primo strato assumono dei valori relativamente bassi.

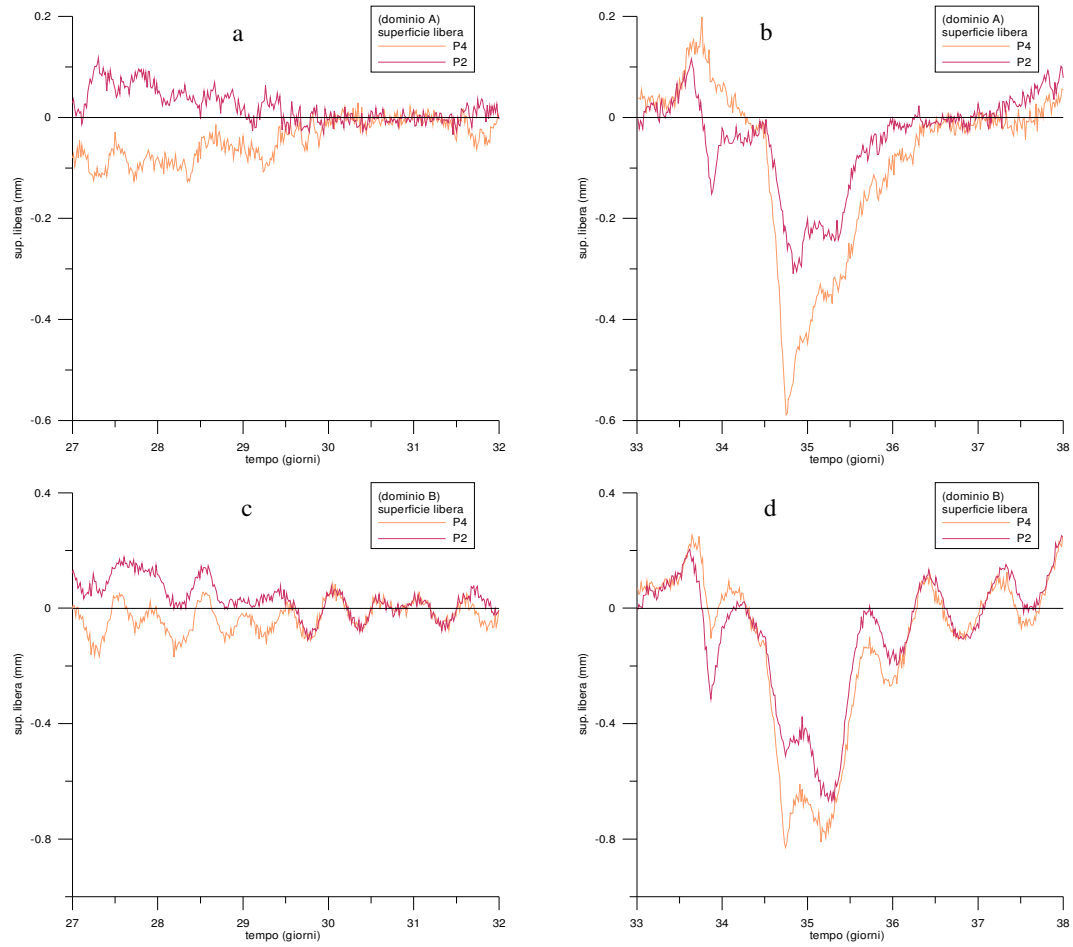


Fig. 4.27 Andamento della superficie libera in P2 e P4: periodo 27°-32° a) giorno dominio A, c) dominio B; periodo 33°-38° giorno b) dominio A, d) dominio B.

In particolare, come si mostrerà nel corso del paragrafo 5.2 (si veda Figura 5.6) le correnti relative al punto P4 sono fortemente legate alle correnti che si andranno ad imporre lungo i bordi laterali, le correnti ottenute in questi esperimenti dunque sono trascurabili rispetto a quelle ottenute dall'accoppiamento.

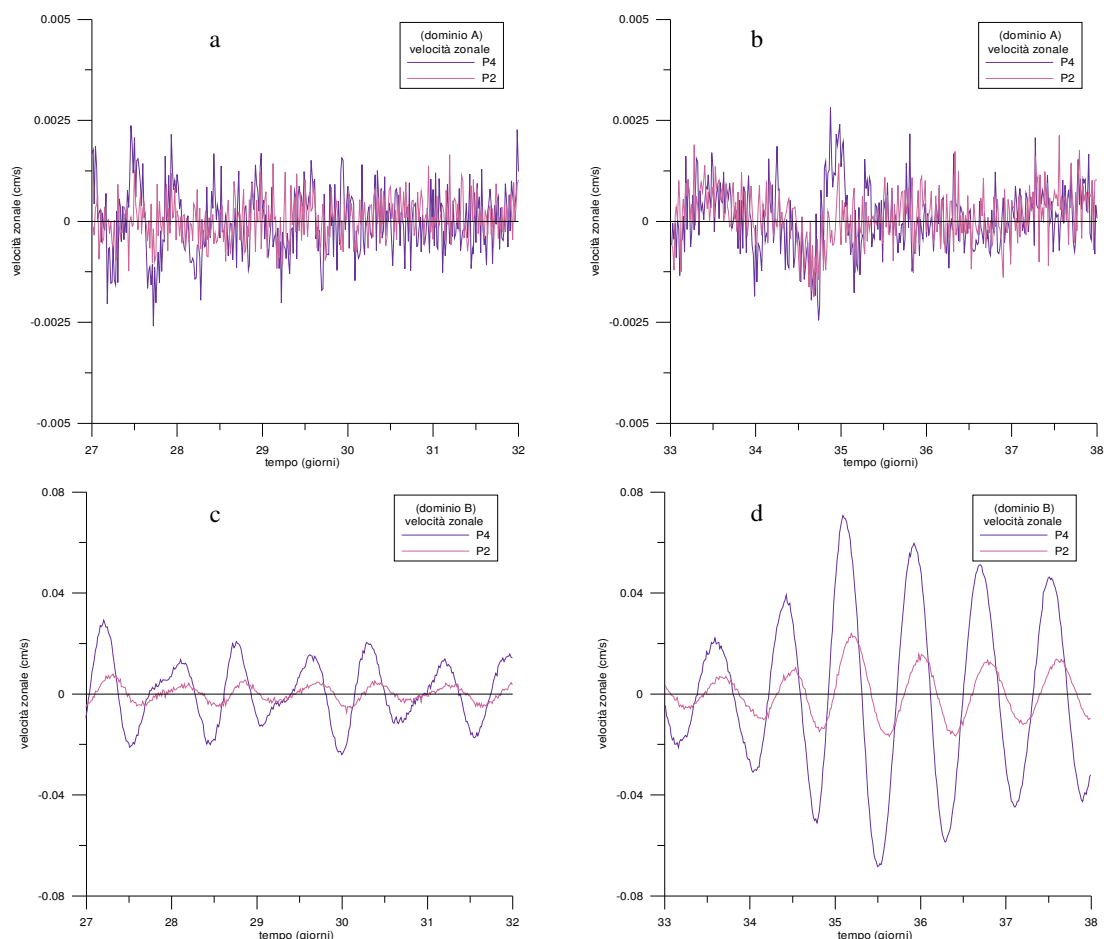


Fig. 4.28 Andamento della corrente superficiale in P2 e P4 : periodo 27°-32° giorno a) dominio A, c) dominio B; periodo 33°-38° giorno b) dominio A, d) dominio B.

4.4.2 Periodo tardo-primaverile: Giugno 2003

Passiamo ora ad analizzare il periodo tardo-primaverile caratterizzato come si può notare in Figura 4.29a da una grossa variabilità dei venti, intorno al 20° giorno contrariamente si hanno venti stabili con ampiezza elevata rispetto ai giorni precedenti provenienti da NE (si veda Figura 4.29b). Lo zero della scala temporale corrisponde alle 0:00 h del 1° Giugno del 2003.

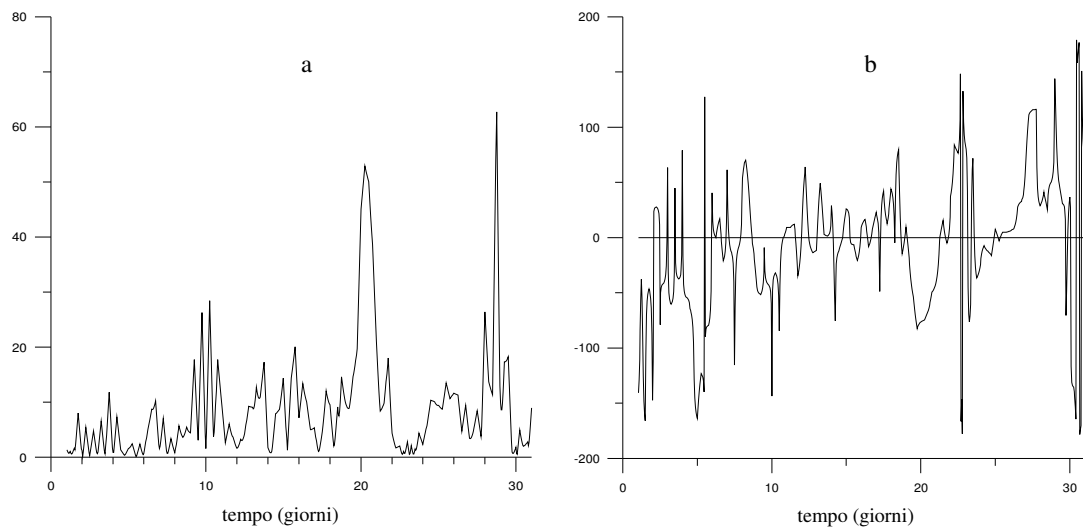


Fig. 4.29 Andamento temporale del vento a) ampiezza; b) direzione nel punto Pw in fig. 4.1.

Nei quattro giorni successivi, invece, si hanno venti decisamente più deboli. Questo andamento dei venti sarà di notevole importanza per la circolazione ottenuta dal modello su scala regionale (si veda il capitolo 5). Si mostrano, ora, le serie temporali delle elevazioni superficiali nei punti P3 e P6. In particolare, per il periodo tardo-primaverile viene analizzata la settimana che va dal 18 al 25 Giugno.

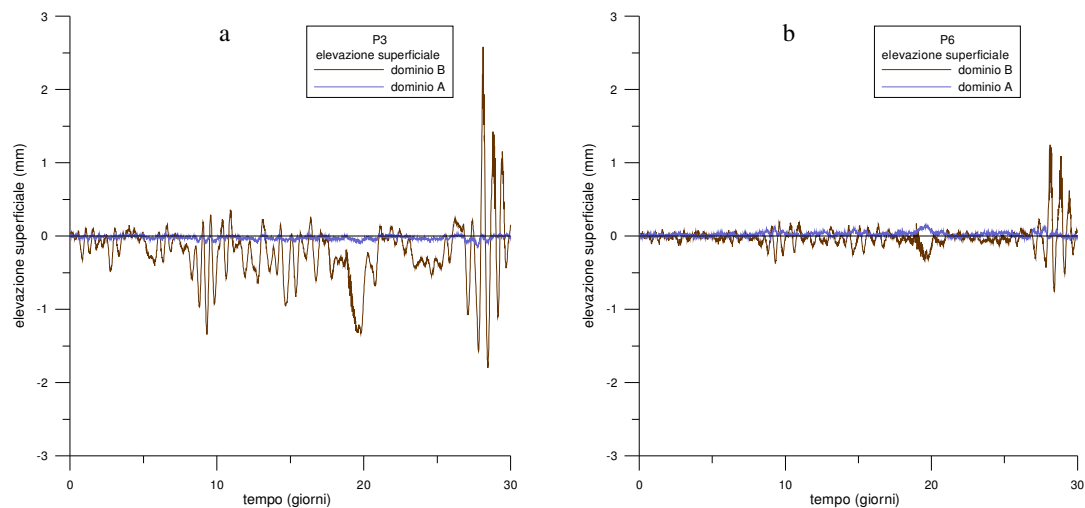


Fig. 4.30 Andamento della superficie libera: a) P3 e b) P6.

In figura 4.30 si può osservare come le elevazioni superficiali in entrambi i punti seguano l'andamento dello stress del vento. Come già detto in precedenza, per entrambi gli esperimenti numerici, il dominio A mostra dei valori più bassi rispetto a quelli riscontrati nel dominio più esteso in quanto l'energia trasferita al sistema è inferiore rispetto a quella trasferita nel dominio B. Un'altra informazione riscontrabile nel punto P6 è il diverso andamento della superficie libera, la prossimità del boundary meridionale influenza la dinamica presente nella zona al largo. Tali considerazioni hanno condotto ad accoppiare il modello di circolazione ad alta risoluzione implementandolo direttamente sul dominio B. Per avere Maggiore informazione sulla dinamica presente all'interno del golfo di Pozzuoli vengono riportate in Figura 4.31 le velocità relative al primo e al secondo strato. È stato poi scelto il punto P5 per evidenziare le differenze che si hanno nei due domini pur applicando il medesimo stress di vento.

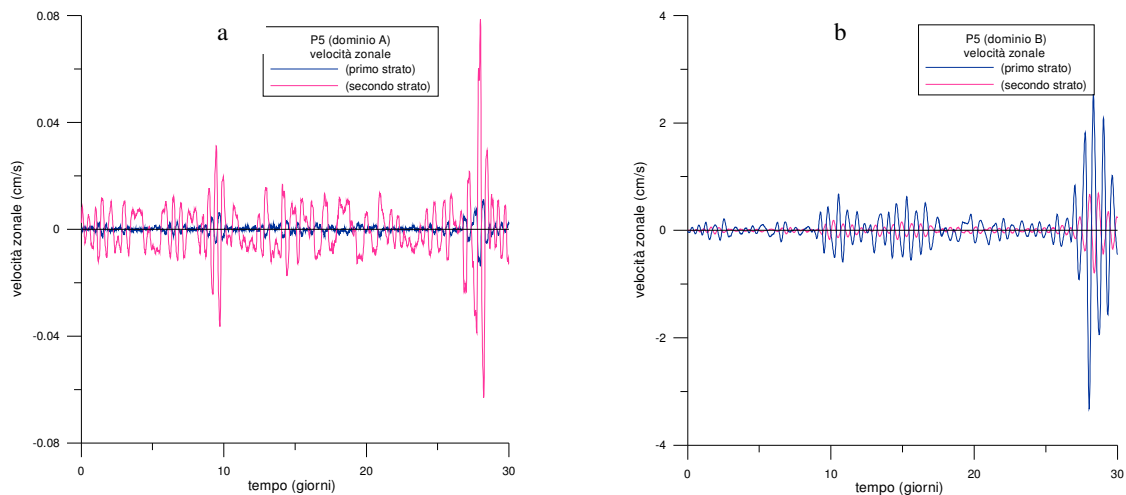


Fig. 4.31 Andamento della corrente superficiale in P2 e P4 : a) dominio A, b) dominio B.

Come per gli esperimenti caratterizzati da stratificazione autunnale, nel dominio meno esteso si hanno dei valori di gran lunga inferiori rispetto ai valori che si ottengono nello stesso punto nel dominio più esteso. Dalla Figura 4.31a, in particolare, si può notare che nel dominio A la velocità relativa al secondo strato è Maggiore rispetto alla velocità superficiale diversamente da ciò che accade nel

dominio B dove i valori della velocità relativa al secondo strato sono inferiori rispetto a quelli riscontrati nello strato superficiale. Anche in questo caso, se si considerano i risultati ottenuti mediante l'accoppiamento, si può notare come la dinamica interna al Golfo di Pozzuoli sia fortemente legata alla circolazione su scala regionale (si veda Figura 5.21a).

5. *Nesting* del modello di circolazione delle acque del Golfo di Pozzuoli con un modello su scala regionale

5.1 Introduzione

In questo capitolo verranno presentati i risultati relativi allo studio modellistico ottenuto accoppiando il modello della dinamica delle acque del Golfo di Pozzuoli descritto nel capitolo precedente con il modello di più grande scala, ad 1 km di risoluzione spaziale e a 3 strati comprendente il Golfo di Napoli e zone limitrofe sviluppato da Pierini et al. (2004a,b; 2006) nell'ambito del progetto SINAPSI. Come già detto nel capitolo 1, il *nesting* può essere *one-way* o *two-way*. Nel primo caso i campi prodotti dal modello di grande scala vengono imposti lungo i bordi aperti del modello di piccola scala. Nel secondo caso, invece, i due modelli evolvono parallelamente influenzandosi a vicenda.

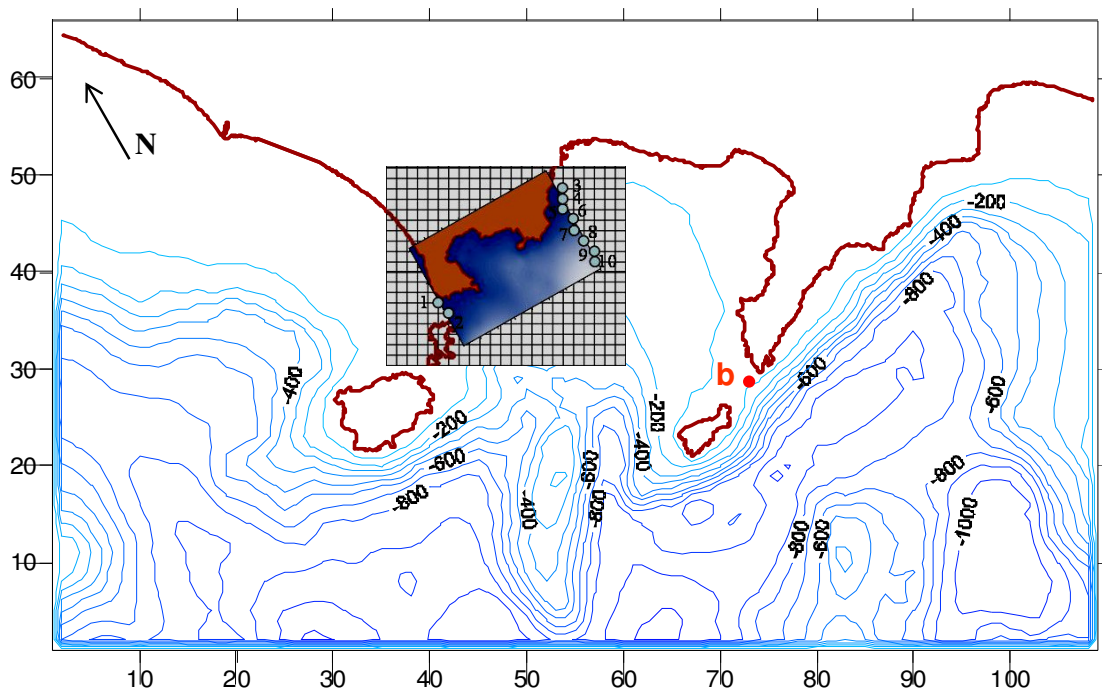


Fig. 5.1 Dominio utilizzato da Pierini et al. (2004a,b; 2006) nel quale è stato innestato il modello del Golfo di Pozzuoli. .

In questo studio modellistico si è adottato il primo metodo in modalità *off-line* ricorrendo alla tecnica di forzamento ai bordi “aperti” proposta da Pierini (1996) ed applicata successivamente da Commodari e Pierini (1999) e Pierini e Rubino (2001). I risultati che otterremo accoppiando il modello del Golfo di Pozzuoli con quello del Golfo di Napoli sono da considerarsi decisamente più realistici di quelli discussi nel capitolo precedente in assenza di un effettivo accoppiamento con un modello di più grande scala, come si vedrà in seguito. La tecnica di nesting utilizzata si basa sull’extrapolazione dei valori di velocità orari ottenuti dal modello del Golfo di Napoli nei 10 punti visualizzati in Figura 5.1 (che mostra tra l’altro il dominio di integrazione del modello regionale) e sull’interpolazione lineare e temporale di questi dati. Come si può vedere dalla Figura 5.1 i punti scelti non sono posizionati esattamente sui due boundary laterali: ciò è dovuto al fatto che il dominio di integrazione del modello a scala regionale con risoluzione spaziale di 1 km è stato ruotato di 32° verso Ovest, così che le due griglie risultano sfalsate. Successivamente i dati relativi ai punti suddetti sono stati “riferiti” ai bordi laterali comuni ai due domini avendo cura di associare la corretta direzione alle correnti. All’interno del modello di piccola scala è stata effettuata un’interpolazione spaziale lineare che ha permesso di ottenere un valore per ogni punto di griglia; lo stesso tipo di interpolazione è stato effettuato nel tempo per avere una variazione temporale continua.

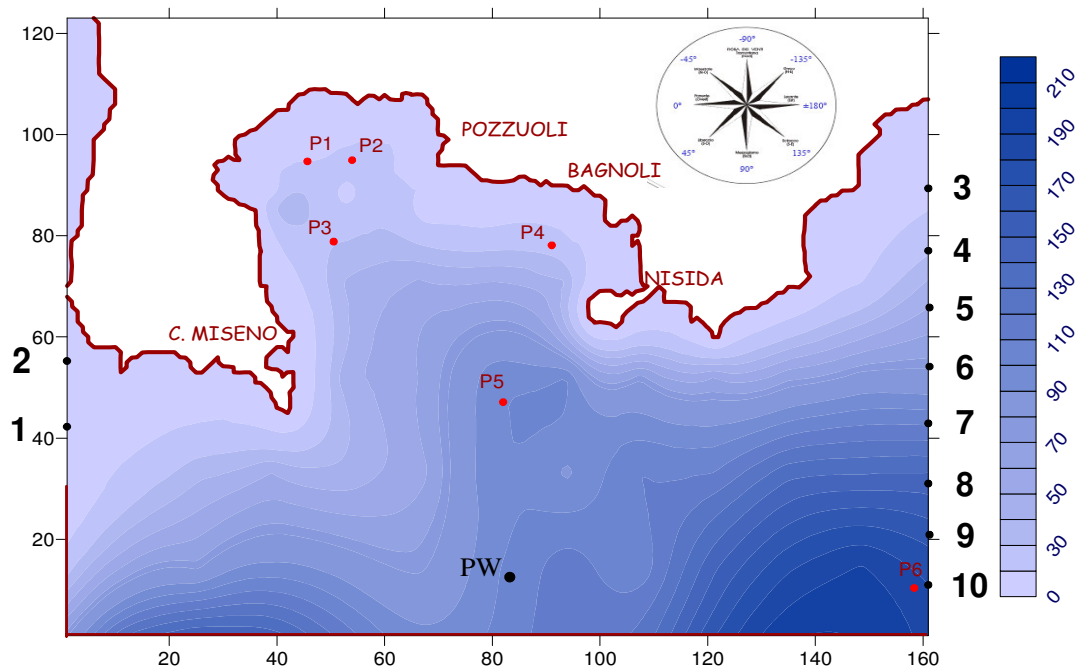


Fig. 5.2 Dominio sul quale è stato innestato il modello a strati.

Al fine di mostrare i caratteri tipici del regime di circolazione nel Golfo di Pozzuoli sono stati scelti gli stessi periodi test considerati nei paragrafi 4.4.1 e 4.4.2: il periodo autunnale nel Novembre-Dicembre 1999 e il periodo tardo-primaverile nel Giugno 2003. Nella discussione dei risultati verranno presentati due tipi di confronto. Per quanto riguarda il primo confronto, ogni periodo test è stato analizzato mediante due esperimenti numerici: nel primo il modello è forzato soltanto dalle correnti estrapolate dal modello su scala regionale sopra descritto ma in assenza di vento locale, mentre nel secondo il modello è forzato sia dai flussi al bordo sia dai venti: ciò permetterà di valutare l'importanza relativa del vento locale rispetto ai forzanti ai boundary. Per quanto riguarda il secondo confronto, verranno comparati i flussi all'interno del Golfo di Pozzuoli ottenuti dal modello di piccola scala con quelli ottenuti dal modello su scala regionale: in tal modo sarà possibile valutare l'importanza dell'implementazione di un modello ad alta risoluzione del Golfo di Pozzuoli.

Come si può notare in Figura 5.2 il boundary sinistro non è completamente aperto data la vicinanza con l'isola di Procida. Si ricorda, inoltre, che lungo la

costa sono stati applicate le condizioni di *free-slip*. Lungo il boundary meridionale non è stato invece effettuato alcun accoppiamento in quanto i flussi su scala regionale sono prevalentemente diretti lungo tale boundary, mentre i flussi principali si riscontrano proprio lungo i boundary destro e sinistro .

Risoluzione spaziale $\Delta X = \Delta Y = 100m$ Incremento temporale: $\Delta t = 0.7 \text{ sec}$ Eddy viscosity $A_h = 10 \text{ m}^2/\text{s}$ Stratificazione: <ul style="list-style-type: none"> • autunnale (<u>esperimento Ia,Ib</u>) • tardo-primaverile (<u>esperimento IIa IIb</u>) Forzanti: <ul style="list-style-type: none"> • flussi imposti lungo i boundary (<u>esperimento Ia IIa</u>) • flussi imposti lungo i boundary + venti <u>(esperimento XIb fig.4.24 esperimento IIb fig.4.29)</u>
Tabella 5.1 Alcuni dati di input per gli esperimenti I(a,b) e II(a,b) .

5.2 Periodo autunnale: novembre-dicembre 1999

In questo paragrafo si considerano gli esperimenti Ia e Ib, riferiti all'implementazione del modello senza e con vento locale, rispettivamente. La durata di questo esperimento è di 50 giorni, durante i quali sono state analizzate sia le serie temporali delle velocità nei punti di rilevamento interni al Golfo di Pozzuoli sia le istantanee dei campi superficiali delle velocità ogni 6 ore. Si inizia mostrando l'evoluzione temporale della direzione e dell'intensità relativamente alle correnti presenti nei 10 punti (si veda Figura 5.2) posizionati lungo i boundary che hanno permesso di forzare il modello su piccola scala.

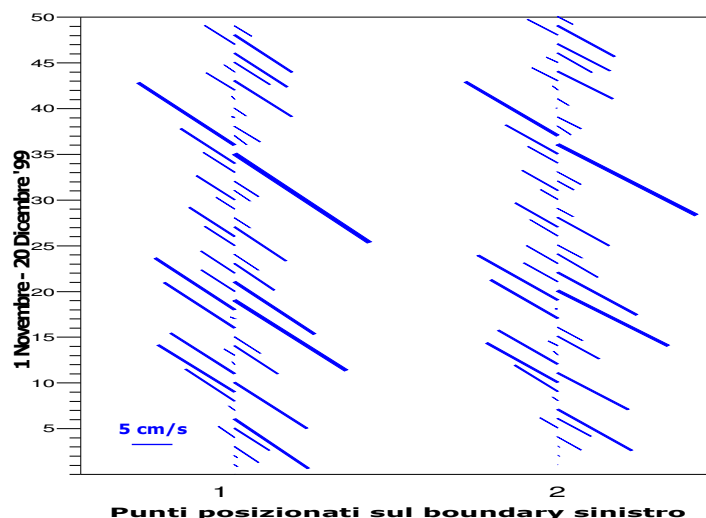


Fig. 5.3 Diagramma delle correnti superficiali prodotte dal modello su scala regionale relative ai 2 punti posizionati lungo il boundary sinistro (1 dato ogni giorno).

In Figura 5.3 è possibile notare che le correnti superficiali nel Canale di Procida sono essenzialmente dirette verso NE o SW e la massima intensità raggiunta si ha durante il 35° giorno caratterizzato da una forte intensificazione del vento su scala regionale (si veda Figura 4.24). Le correnti superficiali presenti lungo il boundary destro (Fig. 5.4) hanno dei valori decisamente inferiori rispetto a quelli del boundary sinistro, con un massimo raggiunto durante l'8° giorno di simulazione quando si instaura una circolazione anticiclonica all'interno del Golfo di Napoli (si veda Figura 5.8c).

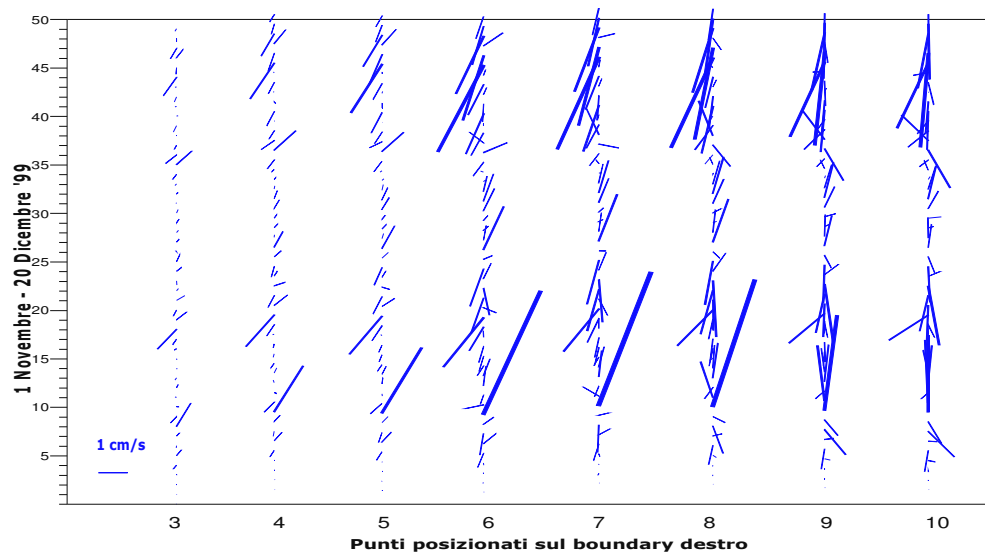


Fig. 5.4 Diagramma delle correnti superficiali prodotte dal modello su scala regionale relative agli 8 punti posizionati lungo il boundary destro (1 dato ogni giorno).

In Figura 5.5 vengono inoltre riportate le correnti relative al secondo strato nei punti che giacciono lungo il boundary destro (lungo il boundary sinistro il secondo strato non è mai attivo dati i bassi fondali).

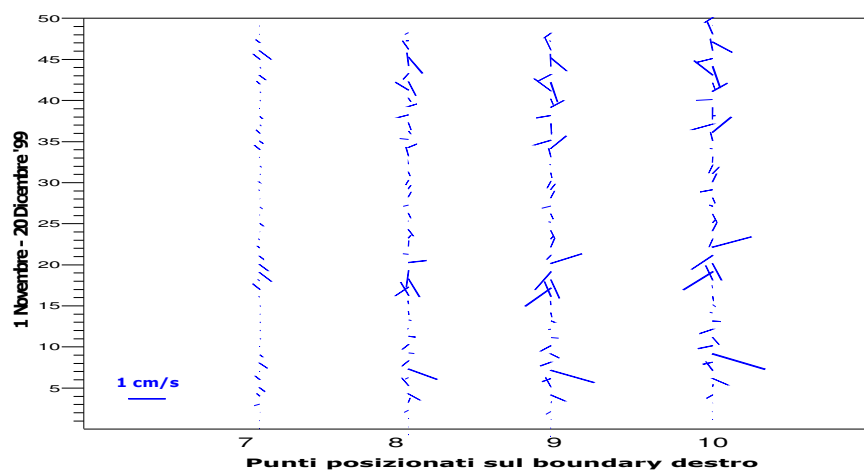


Fig. 5.5 Diagramma delle correnti (secondo strato) prodotte dal modello su scala regionale relative ai 4 punti posizionati lungo il boundary destro (1 dato ogni giorno).

Di seguito vengono confrontati i risultati ottenuti dagli esperimenti Ia e Ib, senza e con vento, rispettivamente (Tab. 5.1). In Figura 5.6 si riportano le velocità superficiali relative al punto P4 posizionato all'interno del Golfo e prossimo alla costa per entrambi gli esperimenti.

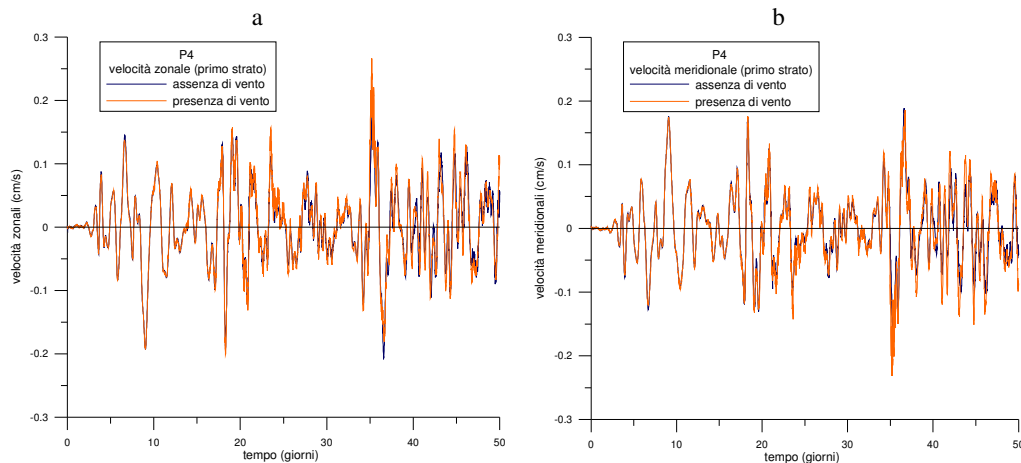


Fig. 5.6 Andamento in P4 della velocità: a) zonale, b) meridionale, per gli esperimenti Ia,b.

Come si può osservare, le due serie temporali presentano solo piccolissime differenze. Lo stesso si può dire per il punto P5 posizionato in prossimità dell'isola di Nisida (Fig. 5.7). Questo mostra quanto sia fondamentale l'accoppiamento al modello di circolazione su scala regionale: la dinamica prodotta localmente dal vento nel Golfo di Pozzuoli risulta infatti essere trascurabile rispetto a quella forzata dai flussi lungo i confini laterali, corrispondente alla circolazione su più grande scala. Ad ulteriore conferma di questa proprietà si confronti, ad esempio la Fig. 5.6a con la Fig. 4.28c che presenta i risultati ottenuti con vento ma in assenza di accoppiamento: le correnti ottenute in presenza di accoppiamento sono di almeno un ordine di grandezza maggiori rispetto a quelle ottenute senza accoppiamento.

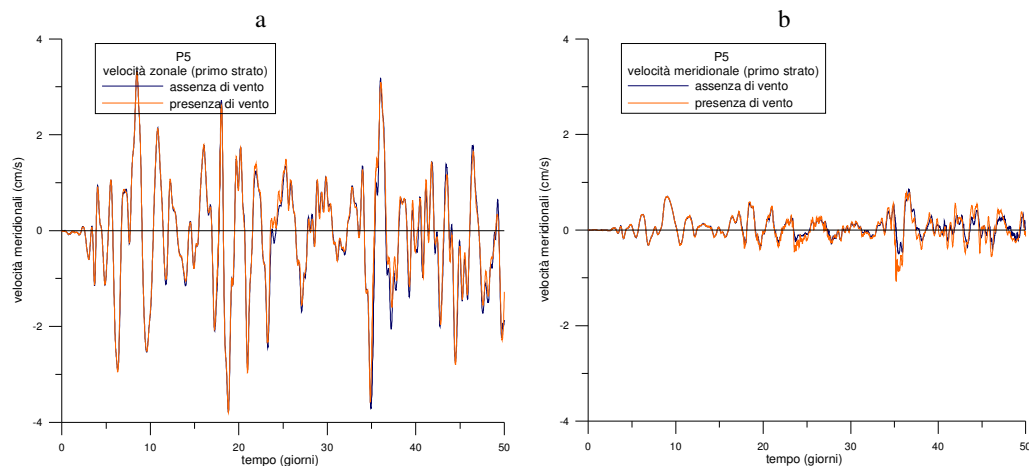


Fig. 5.7 Andamento in P5 della velocità: a) zonale, b) meridionale, per gli esperimenti Ia,b.

Inoltre, confrontando le velocità rilevate nei punti P4 e P5 si può notare come le correnti presenti all'interno del golfo siano di un ordine di grandezza inferiori rispetto alle correnti che si hanno nella zona più esterna. In effetti il Golfo di Pozzuoli ha una conformazione tale da inibire l'insinuarsi delle correnti provenienti dalla zona di largo verso la parte più interna. Si può notare, tra l'altro, in Figura 5.7b come in P5 la componente meridionale della velocità abbia dei valori decisamente inferiori rispetto alla componente zonale: ciò sta ad indicare che la direzione delle correnti è per lo più zonale.

Come anticipato, il passo successivo prevede il confronto tra i pattern di circolazione del Golfo di Pozzuoli ottenuti dal presente modello con quelli ottenuti dal modello su scala regionale. Dall'analisi dei campi superficiali dell'intero periodo di simulazione relativo all'implementazione del modello su scala regionale, si evidenzia una complessa risposta dinamica ai venti. Tale risposta viene analizzata in quattro diversi scenari dinamici relativi ad altrettanti intervalli temporali. Nelle Figure 5.8-5.11 vengono presentate le immagini (tratte da Pierini et al., 2006) dei campi ottenuti dal modello regionale, e successivamente verranno presentate le corrispondenti immagini (in Fig. 5.12-5.15) ottenute dal modello di piccola scala. Si sottolinea che le seguenti immagini rappresentano solo una finestra del dominio d'integrazione (Figura 5.1) ed inoltre lo zero della scala temporale corrisponde alle 0:00 h del 1° novembre del 1999.

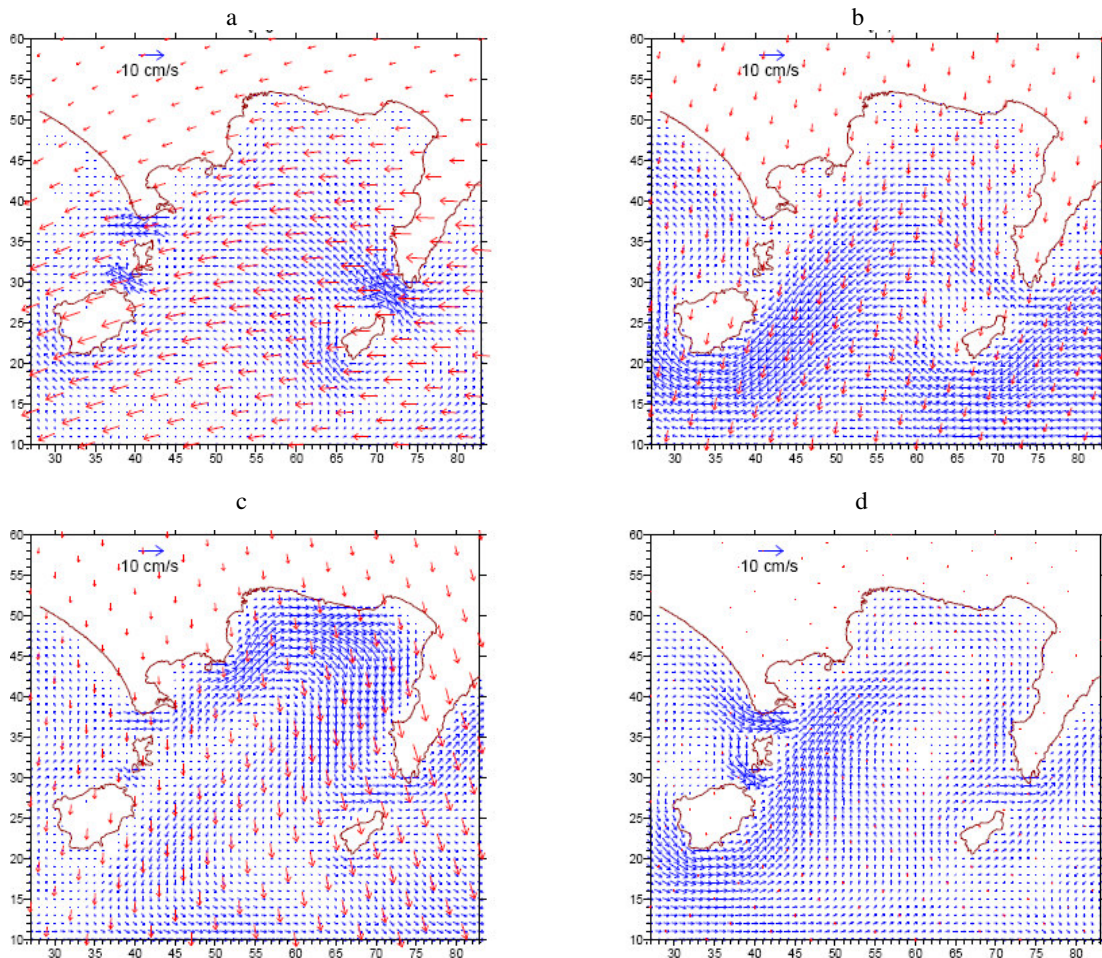


Fig. 5.8 Campi superficiali relativi al 6°, 7°, 8° e 9° giorno (a, b, c, d, rispettivamente; adattato da Pierini et al., 2006).

Il primo intervallo analizzato (Fig. 5.8) è caratterizzato da vento e corrente molto deboli prima dell'istante iniziale considerato (6° giorno) (si veda Figura 4.24a). Dunque la Figura 5.8a mostra la risposta della dinamica generata da un vento da SE a partire da una situazione di quasi quiete: si nota una circolazione sostanzialmente ciclonica all'interno del Golfo di Napoli con forti flussi entranti nella Bocca Piccola e uscenti negli stretti di Procida e Ischia. Dopo un indebolimento (tra il 6° ed il 7° giorno) il vento ruota allineandosi al quadrante di NE. Al 7° giorno (si veda Figura 5.8b) la circolazione (sostanzialmente ciclonica) risente ancora del regime instaurato nel giorno precedente, ma si osservi in Figura 5.8c la netta inversione delle correnti nel giorno successivo, durante il quale i

venti fluiscono sostanzialmente dalla stessa direzione (in questo ultimo schema di circolazione gioca un ruolo anche l'evidente vorticità anticiclonica dei venti durante l'8° giorno). Questa repentina inversione è sintomo dell'eccitazione di un'onda di Kelvin conseguente al rilassamento del *downwelling* formatosi nel Golfo di Napoli intorno al 6° giorno dai venti da SE. Durante l'8° giorno si ha uno spostamento del segnale dal centro del Golfo alle coste di Procida e Ischia (9° giorno mostrato in Figura 5.8d) a causa della propagazione dell'onda. In Figura 5.8d, si può notare, inoltre, una ricircolazione nella zona più interna del Golfo. Durante il 9° giorno si assiste, inoltre, ad una netta diminuzione dell'intensità del vento.

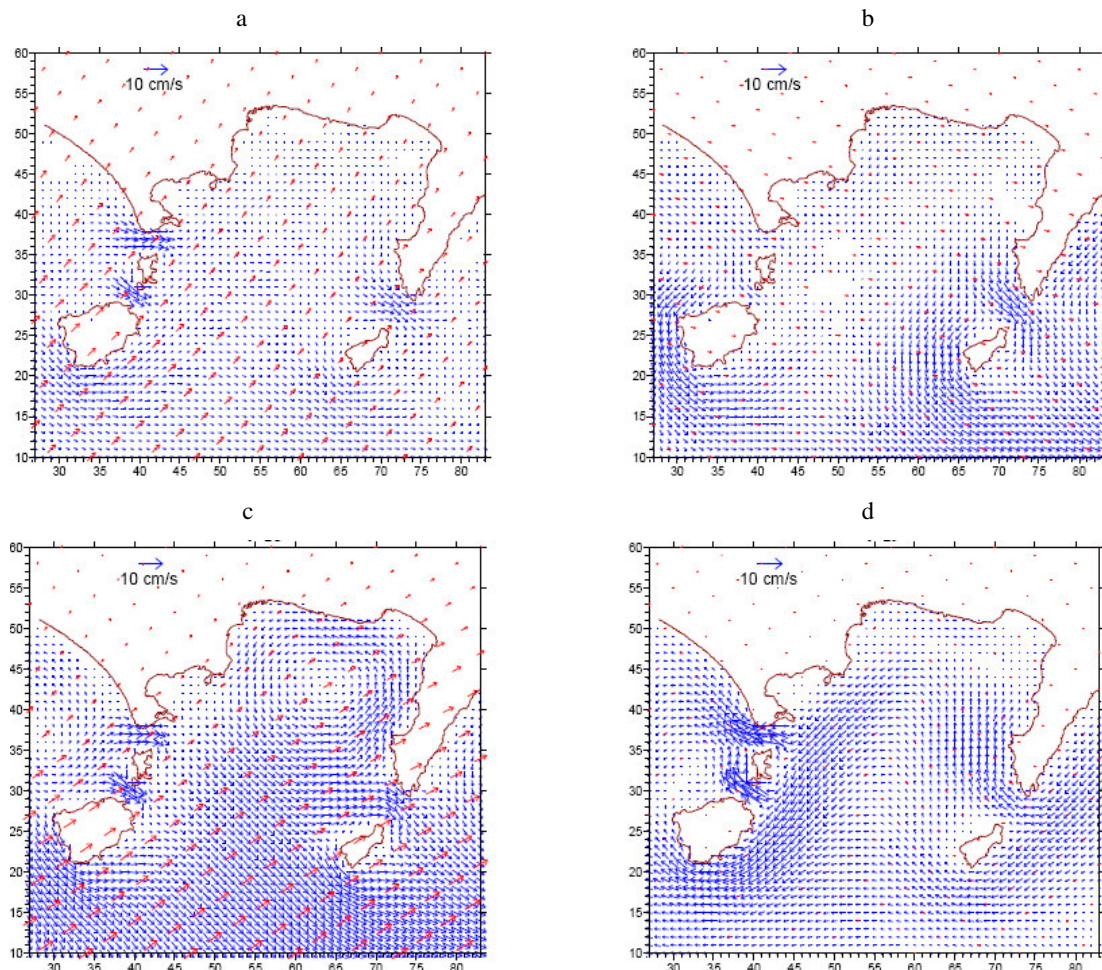


Fig. 5.9 Campi superficiali relativi al 16°, 17°, 18°, 19° giorno (a, b, c, d, rispettivamente; adattato da Pierini et al., 2006).

Il secondo intervallo (Figura 5.9) è anch'esso caratterizzato da venti e correnti molto deboli. Un debole vento da W (16° giorno) produce una debole circolazione anticiclonica nel Golfo di Napoli con flussi relativamente intensi nelle bocche (entranti a Nord e uscenti nella Bocca Piccola). Nel giorno successivo (si veda Figura 5.9b) il vento, sempre da W, si intensifica e la circolazione si inverte nel Golfo di Napoli mantenendosi sostanzialmente invariata nelle bocche. Successivamente, tra il 17° e il 18° il vento si intensifica di nuovo e in maniera più consistente (18° giorno) viene a stabilirsi una forte circolazione ciclonica accompagnata da flussi alle bocche sempre dello stesso segno (si veda Figura 5.9c). Dopo il 18° giorno il vento si affievolisce e la circolazione ciclonica al 19° giorno (si veda Figura 5.9d), ancora presente nel Golfo, risulta appartenere alla fase dissipativa della circolazione precedente (si noti però l'inversione dei flussi alle bocche). È interessante notare come un vento da W possa produrre due circolazioni nel Golfo addirittura opposte: al 16° giorno la circolazione è debole e anticiclonica mentre al 18° giorno il vento è più intenso ma la circolazione, più intensa della precedente, è ora però ciclonica. Questa differenza nella risposta oceanica sembra dipendere dall'intensità dei venti da W (all'inizio i venti deboli generano una iniziale circolazione anticiclonica mentre con l'intensificarsi dei venti la circolazione si inverte): questo scenario sembra essere avvalorato da un caso analogo trattato nell'ultimo esempio (si veda Figura 5.11). Tuttavia un fattore determinante nel generare la circolazione ciclonica al 18° giorno è l'intensa vorticità positiva che produce un conseguente forte input di vorticità ciclonica nel mare: come si può osservare i venti da ovest sono notevolmente più intensi a sud che non a nord.

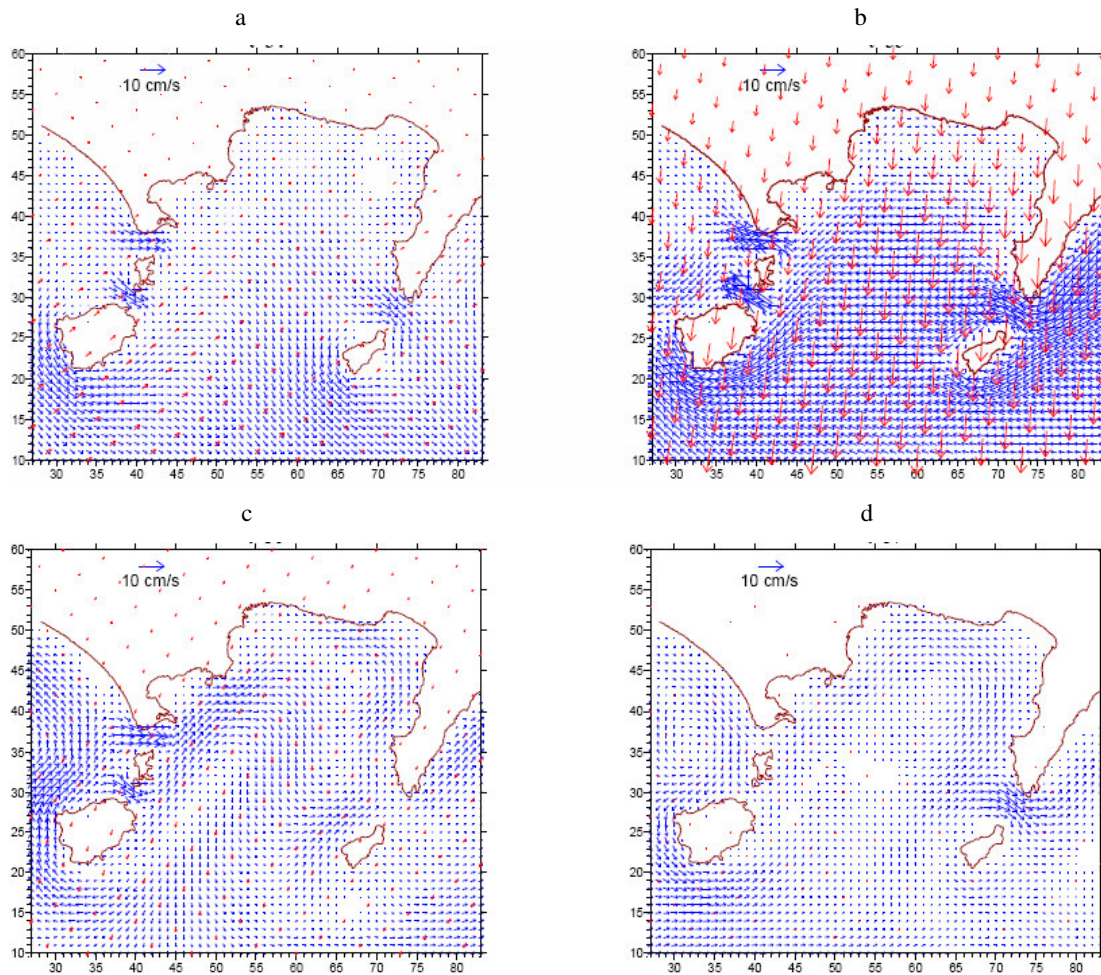


Fig. 5.10 Campi superficiali relativi al 34°, 35°, 36°, 37° giorno (a, b, c, d, rispettivamente; adattato da Pierini et al., 2006).

Il terzo caso, invece, (Figura 5.10) è caratterizzato da un debole vento da W che è sovrapposto ad un altrettanto debole trasporto di acque verso l'esterno del Golfo (si veda Figura 5.10a). Tra 34.5 e 35° giorno il vento ruota da NE e subisce una rapida intensificazione. La circolazione risultante in Figura 5.10b è rappresentata (35° giorno) da un flusso proveniente da sud che unisce quasi direttamente la Bocca Piccola con i canali di Procida e Ischia e da un'inversione della circolazione lungo le coste della città di Napoli. Il flusso principale è chiaramente associato a correnti superficiali di Ekman a circa 90° a destra rispetto alla direzione del vento. L'evoluzione successiva al 36° e al 37° giorno, sostanzialmente libera visto il forte affievolimento dei venti, mostra strutture

anche di piccola scala (in particolare al 36° giorno in Figura 5.10c) e una propagazione del segnale (si veda in particolare il flusso verso sud lungo la costiera Amalfitana al 36° giorno che si sposta nella Bocca Piccola al 37° giorno mostrato in Figura 5.10d).

L'ultimo caso analizzato (Figura 5.11) comprende il periodo che va dal 42° al 45° giorno. Inizialmente il vento ha vorticità anticiclonica e spira da NW (con conseguente tendenza a produrre *upwelling* lungo le coste orientali del golfo), tutti fattori che suggerirebbero una possibile circolazione marina superficiale anticiclonica, mentre al contrario questa è istantaneamente ciclonica (si veda Figura 5.11a). Ciò è evidentemente il risultato di una complicata storia precedente (si veda la forte variabilità della direzione del vento nel grafico dell'angolo dei venti). A partire dal 43° giorno mostrato in Figura 5.11b il vento si assesta su una direzione da SW, dapprima con piccola ampiezza (43° giorno), poi con forte intensità e forte vorticità ciclonica (44° giorno si veda Figura 5.11c), quindi decrescendo marcatamente al 45° giorno in Figura 5.11d. Dunque la circolazione al 44° giorno può essere vista come rappresentativa di quella prodotta da venti stabili da SW dotati di vorticità ciclonica. Ovviamente la circolazione marina è spiccatamente ciclonica (44° giorno). Si noti che a questo regime di circolazione contribuisce sia la vorticità sia la direzione del vento. Il ruolo della vorticità del vento è ovvio. Quello della direzione lo è altrettanto: il vento che fluisce lungo la costiera Sorrentina produce *downwelling*, con conseguente innalzamento della superficie libera lungo la costa e creazione di correnti geostrofiche superficiali *alongshore* che “entrano” nel Golfo, e viceversa nella parte opposta del Golfo, cioè lungo le coste della città di Napoli e del Golfo di Pozzuoli.

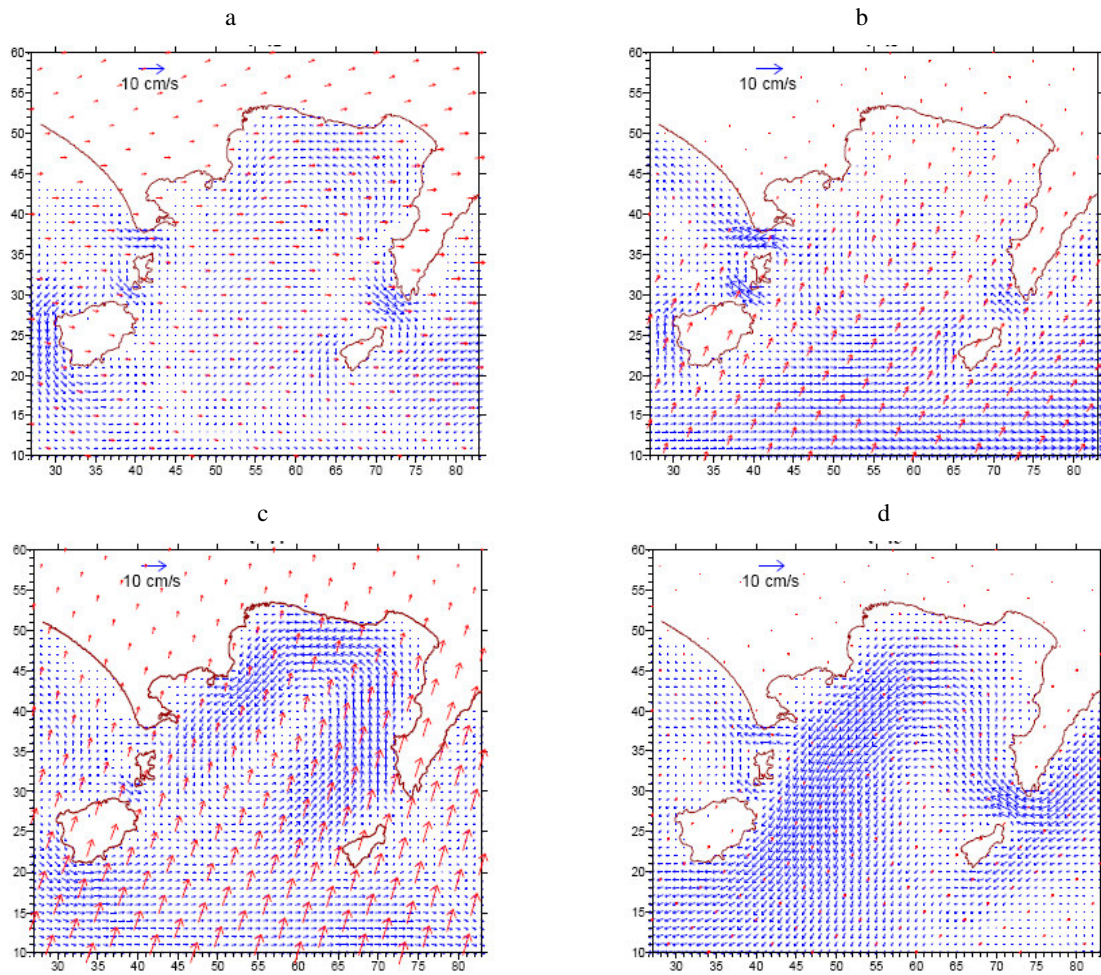


Fig. 5.11 Campi superficiali relativi al 42°, 43°, 44°, 45° giorno (a, b, c, d, rispettivamente; adattato da Pierini et al., 2006).

Dopo l'analisi degli schemi di circolazione ottenuti da Pierini et al. (2006) si passa ora ad analizzare i campi superficiali ottenuti dal modello di piccola scala per lo stesso periodo e relativi all'esperimento Ib. Si può vedere come nel primo caso (Figura 5.12), il Golfo di Pozzuoli sia caratterizzato da un'inversione della circolazione che da ciclonica durante il 6° giorno diventa anticiclonica (7° giorno). Nel corso dell'8° giorno persiste una circolazione anticiclonica che interessa anche l'area del Golfo di Napoli. Il 9° giorno, invece, è caratterizzato da una circolazione ciclonica che non viene risolta dal modello su scala maggiore (si veda la Figura 5.8).

Nel secondo caso, mostrato in Figura 5.13, si hanno inizialmente sempre venti e correnti deboli con flussi più intensi lungo il Canale di Procida. Il Golfo di Pozzuoli è interessato da una circolazione anticiclonica; nella zona di largo, invece, si stabilisce un flusso principale diretto verso NE che si intensifica lungo le coste orientali. Nel giorno successivo si ha un indebolimento delle correnti imposte lungo il Canale di Procida con una conseguente diminuzione della corrente all'interno del Golfo di Pozzuoli e la formazione di una ricircolazione ciclonica che interessa l'isolotto di Nisida e Capo Miseno che non è risolta dal modello con risoluzione di 1 km. Nella stessa simulazione, inoltre, non è presente la corrente diretta verso N che, invece, si stabilisce nelle simulazioni col modello a più alta risoluzione. Successivamente, tra il 17° e il 18° giorno si ha un'intensificazione del vento e, mentre nel Golfo di Napoli si stabilisce una forte circolazione ciclonica, nel Golfo di Pozzuoli si ha nuovamente una circolazione anticiclonica che riesce ad insinuarsi maggiormente all'interno del Golfo. Successivamente, la circolazione si inverte all'interno del Golfo. A largo la corrente ha pressoché una direzione verso NE.

Nel terzo caso (si veda la Figura 5.14), nei primi due giorni la circolazione subisce un'inversione: la corrente, infatti durante il 35° giorno ha una direzione verso NW. Come si è già detto per le simulazioni su scala maggiore, il vento ruota da NE e subisce un'intensificazione tra il 34° e il 35° giorno. Il flusso principale relativo al 35° giorno è associato alle correnti superficiali di Ekman, allo stesso modo il flusso indotto dal modello su scala regionale all'interno del Golfo di Pozzuoli segue questo andamento. Il giorno successivo, pur essendo caratterizzato da venti deboli, mostra delle correnti intensificate che generano, nel Golfo una circolazione anticiclonica con intensità maggiore rispetto ai campi ottenuti dal modello a più bassa risoluzione. Il flusso relativo al 37° giorno subisce un'inversione e un indebolimento con la formazione di una ricircolazione ciclonica nella zona al largo.

L'ultimo caso, mostrato in Figura 5.15, è contraddistinto da una forte variabilità del vento su scala maggiore. La circolazione nei quattro giorni è meno intensa rispetto ai precedenti esempi; durante il 42° giorno di simulazione si ha una biforcazione del flusso proveniente dal Canale di Procida e una corrente che risale

all'interno del Golfo di Pozzuoli con una direzione verso N. Al 43° giorno, invece, si stabilisce una situazione quasi speculare con un flusso uscente dal Golfo che si ricongiunge con quello principale diretto verso NE. Delle differenze si riscontrano durante i primi due giorni, quando si hanno dei flussi a largo aventi maggiori intensità rispetto a quelli riscontrati in precedenza con il modello implementato sull'intero Golfo di Napoli (si veda Figura 5.11). Dai confronti effettuati, si è visto come i segnali presenti nel primo e nel terzo caso su scala regionale non mostrino evidenti segni di propagazione all'interno del Golfo di Pozzuoli. L'energia dell'onda di Kelvin, infatti, risulta confinata all'interno del raggio di deformazione interno di Rossby, ed essendo quest'ultimo maggiore delle dimensioni del Golfo è ovvio che la dinamica interna al Golfo subisca solo marginalmente questa variabilità.

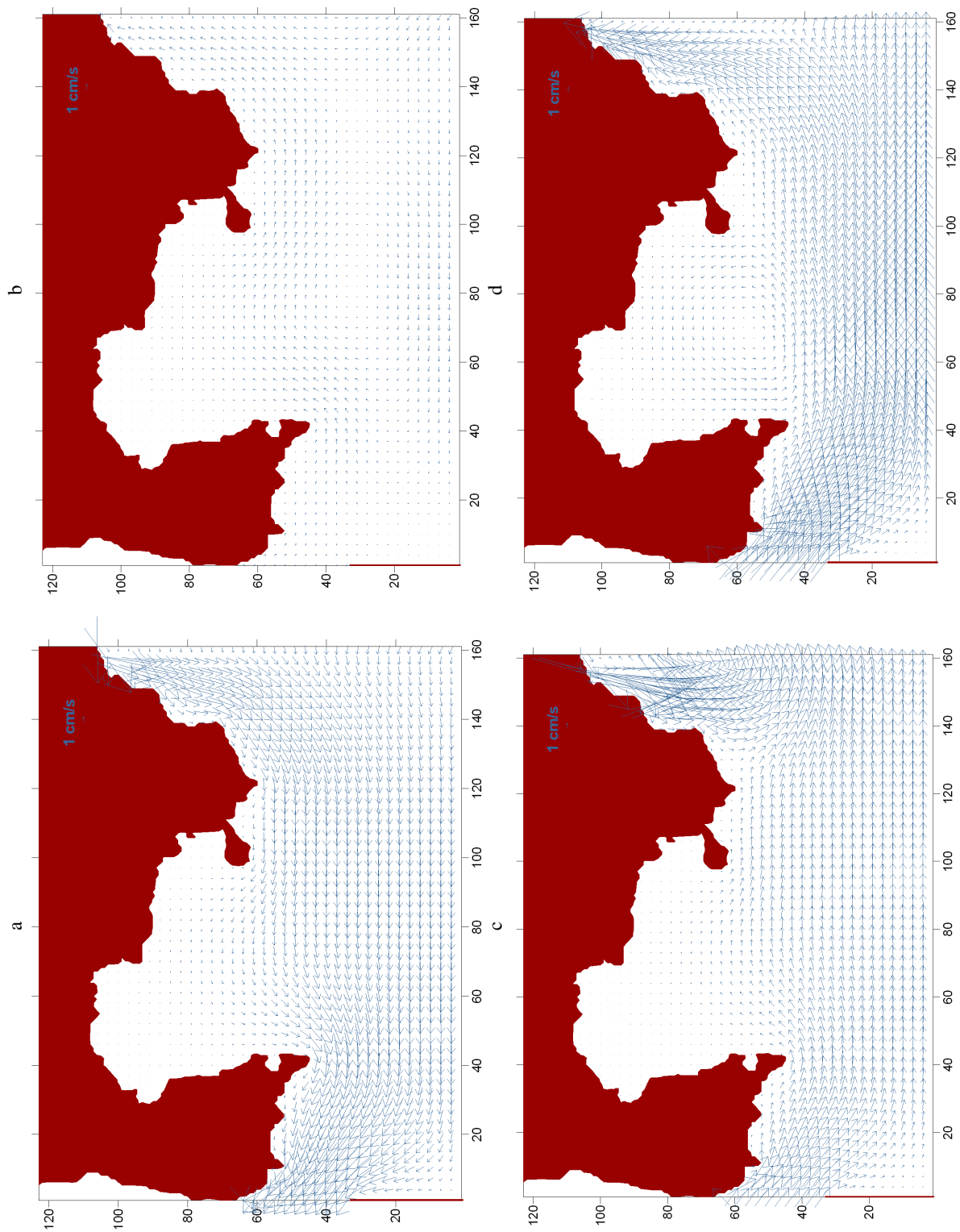


Fig. 5.12 Campi superficiali relativi al 6°, 7°, 8°, 9° giorno (a, b, c, d, rispettivamente; da confrontare con fig. 5.8).

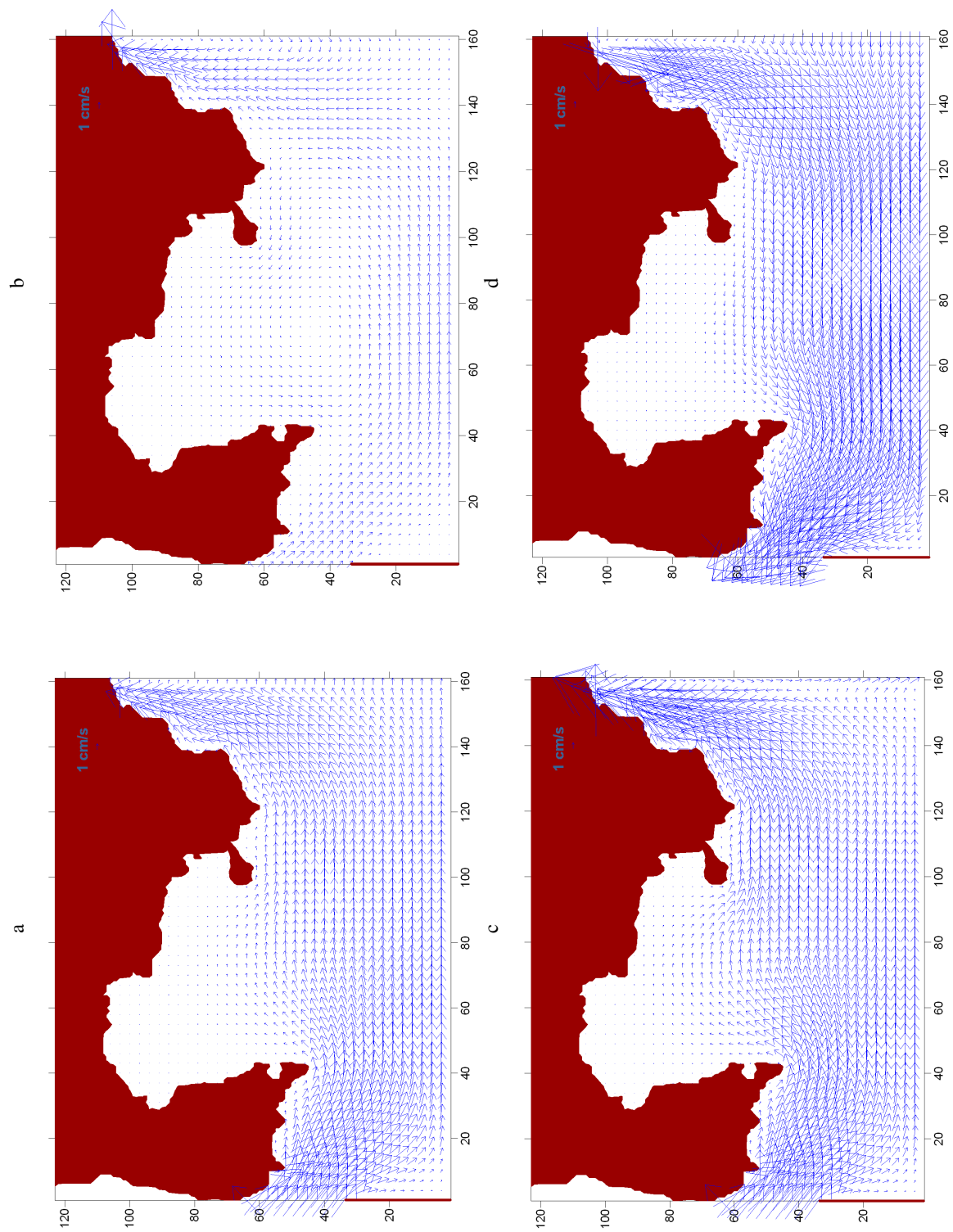


Fig. 5.13 Campi superficiali relativi al 16°, 17°, 18°, 19° giorno (a, b, c, d, rispettivamente; da confrontare con fig. 5.9).

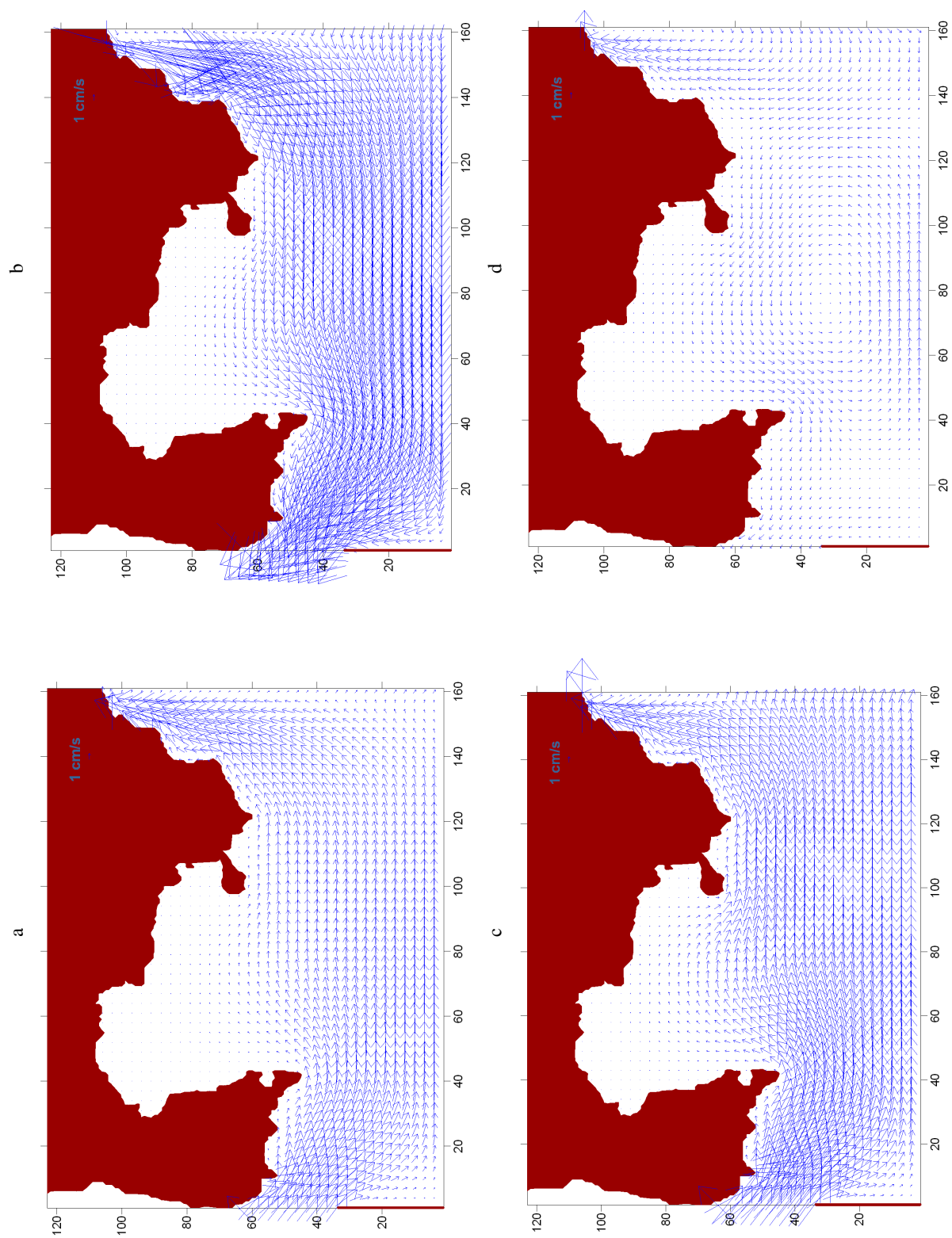


Fig. 5.14 Campi superficiali relativi al 34°, 35°, 36°, 37° giorno (a, b, c, d, rispettivamente; da confrontare con fig. 5.10).

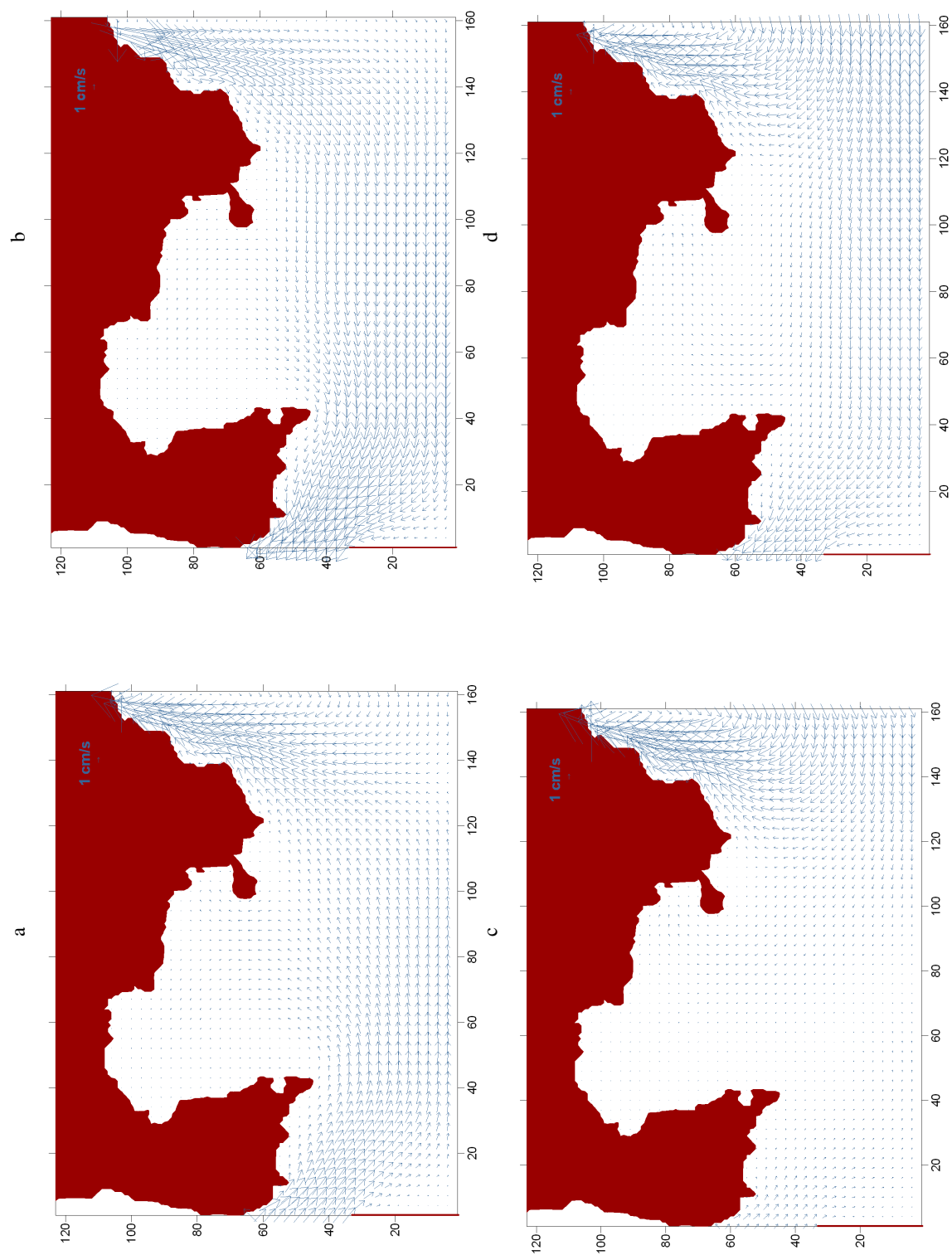


Fig. 5.15 Campi superficiali relativi al 42° , 43° , 44° , 45° giorno (a, b, c, d, rispettivamente; da confrontare con fig. 5.11)

5.2 Periodo tardo-primaverile: Giugno 2003

Dopo aver analizzato le simulazioni riguardanti il periodo autunnale passiamo ad esaminare i risultati ottenuti nel periodo tardo-primaverile. L'ampiezza e lo stress del vento relativi al Giugno 2003 sono riportati in Figura 4.29: come già visto in precedenza si ha una grossa variabilità dei venti (relativamente deboli) fino a circa il 18° giorno, quindi si instaura un forte vento da NE per circa 3-4 giorni, mentre nei giorni immediatamente successivi il vento si indebolisce notevolmente. Come per i precedenti esperimenti numerici si mostrano le variazioni temporali dell'intensità e della direzione delle correnti riscontrate nei punti posizionati sui due bordi. Si può osservare in Figura 5.16 che le correnti lungo il Canale di Procida aumentano quando si ha un'intensificazione dei venti (si veda Figura 4.29) presente nella seconda metà del mese.

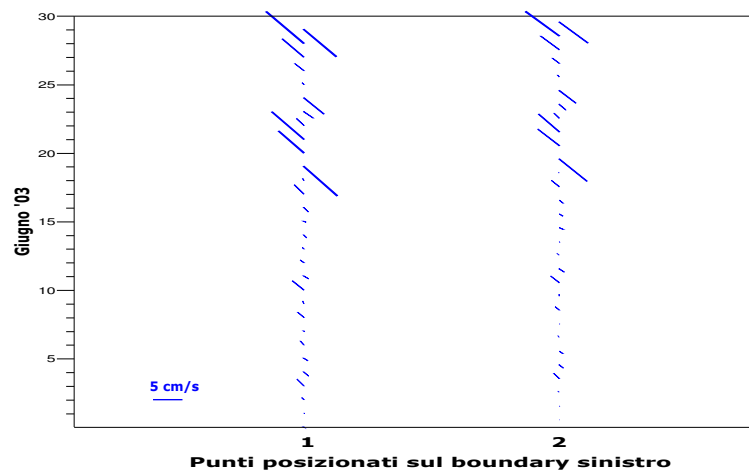


Fig. 5.16 Diagramma delle correnti superficiali prodotte dal modello su scala regionale relative ai 2 punti posizionati lungo il boundary sinistro (1 dato ogni giorno).

In Figura 5.17 si riportano, invece, i diagrammi delle velocità superficiali negli 8 punti del boundary destro. In questa figura si nota che i valori massimi assunti

dalle correnti sono presenti nei giorni successivi al 20°, cioè quando il vento si è fortemente indebolito.

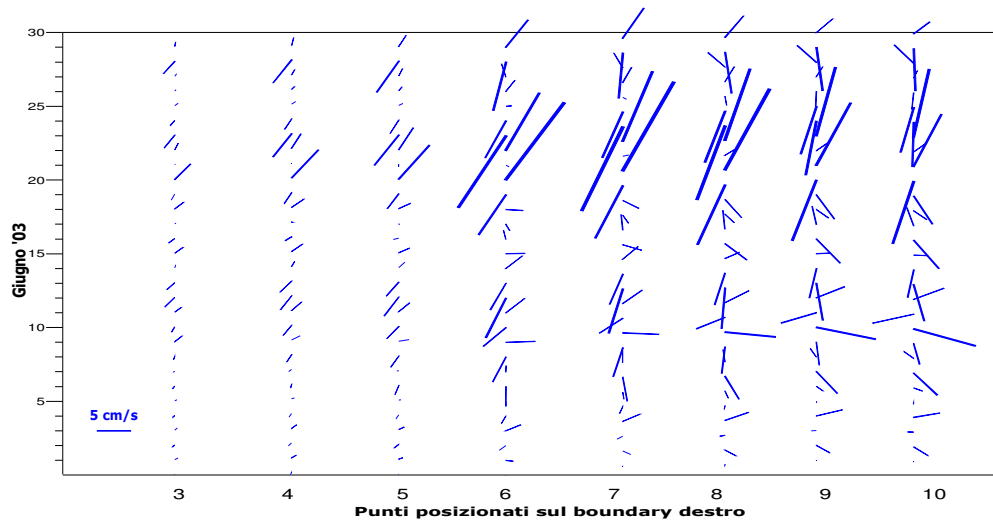


Fig. 5.17 Diagramma delle correnti superficiali prodotte dal modello su scala regionale relative agli 8 punti posizionati lungo il boundary destro (1 dato ogni giorno).

Questo a prima vista potrebbe sembrare paradossale, ma presto forniremo una spiegazione dinamica di tale apparente incongruenza. Infine le Figure 5.18 e 5.19 mostrano i flussi lungo il boundary destro nel secondo e terzo strato, rispettivamente.

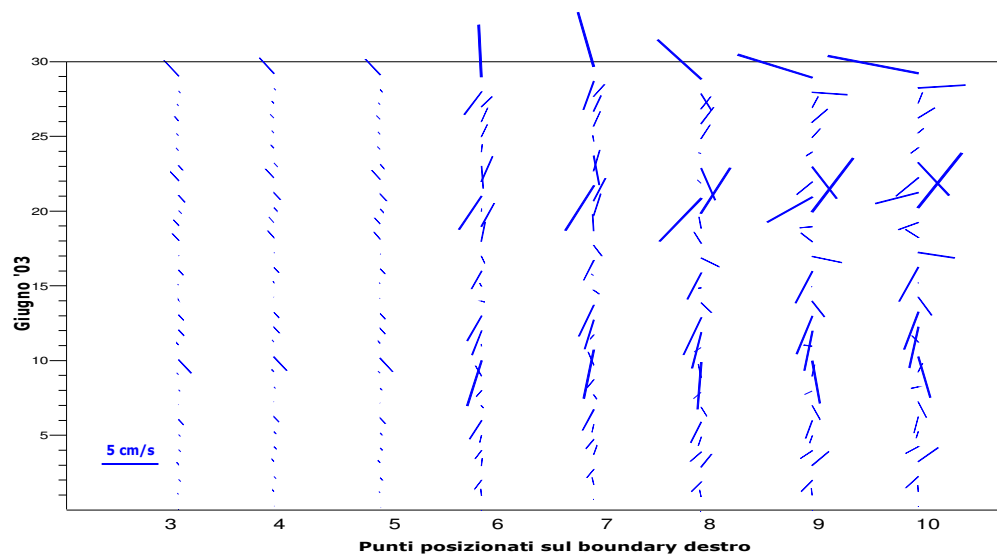


Fig. 5.18 Diagramma delle correnti (secondo strato) prodotte dal modello su scala regionale relative agli 8 punti posizionati lungo il boundary destro (1 dato ogni giorno).

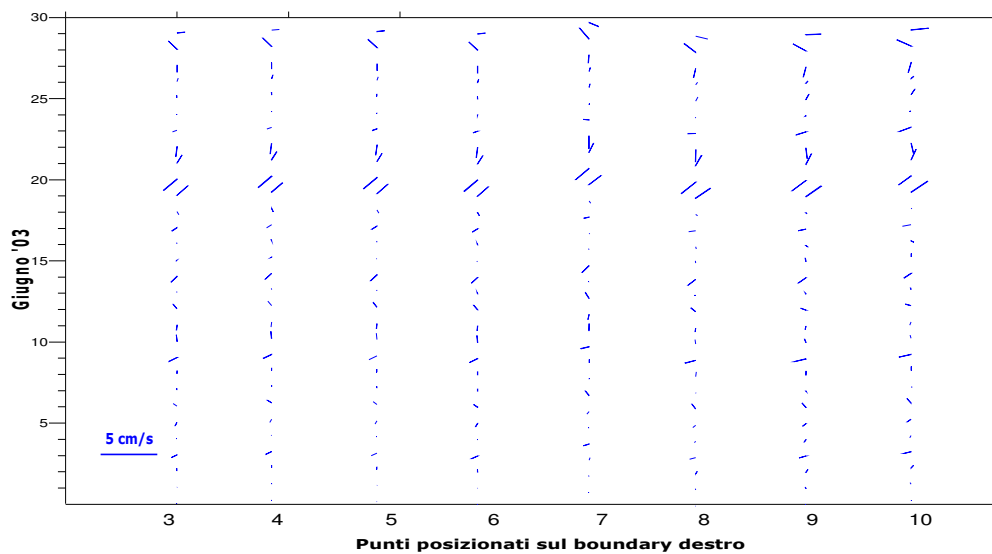


Fig. 5.19 Diagramma delle correnti (terzo strato) prodotte dal modello su scala regionale relative agli 8 punti posizionati lungo il boundary destro (1 dato ogni giorno).

Le serie temporali delle velocità superficiali nel punto P4 (che, ricordiamo, è posizionato all'interno del Golfo di Pozzuoli) e nel punto P5 (che, ricordiamo, è prossimo all'isola di Nisida) sono riportati in Figura 5.20 e 5.21, rispettivamente.

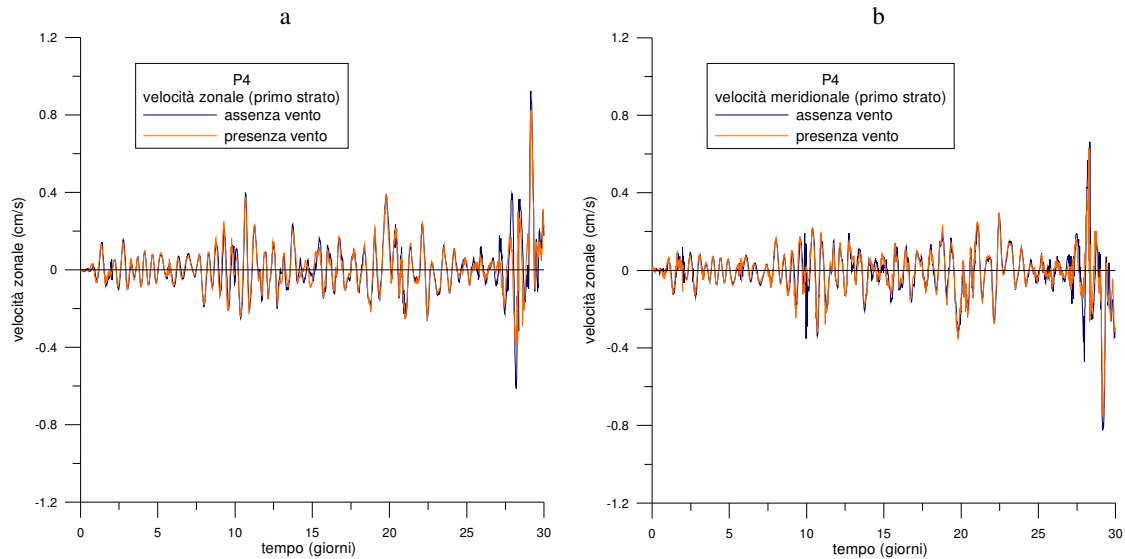


Fig. 5.20 Andamento della velocità (a) zonale e (b) meridionale per gli esperimenti IIa,b nel punto P4.

Un'analisi di queste due figure mostra come, anche per questo periodo primaverile, valgano le stesse considerazioni fatte nel paragrafo precedente circa il trascurabile effetto del vento locale rispetto all'effetto del forzante lungo i bordi. In entrambi gli esperimenti, con e senza vento, si nota l'alta variabilità delle correnti e, in particolare nel punto più esterno (P5) nel periodo che intercorre fra il 20° e il 25° giorno. Vedremo presto a quale dinamica ciò corrisponda.

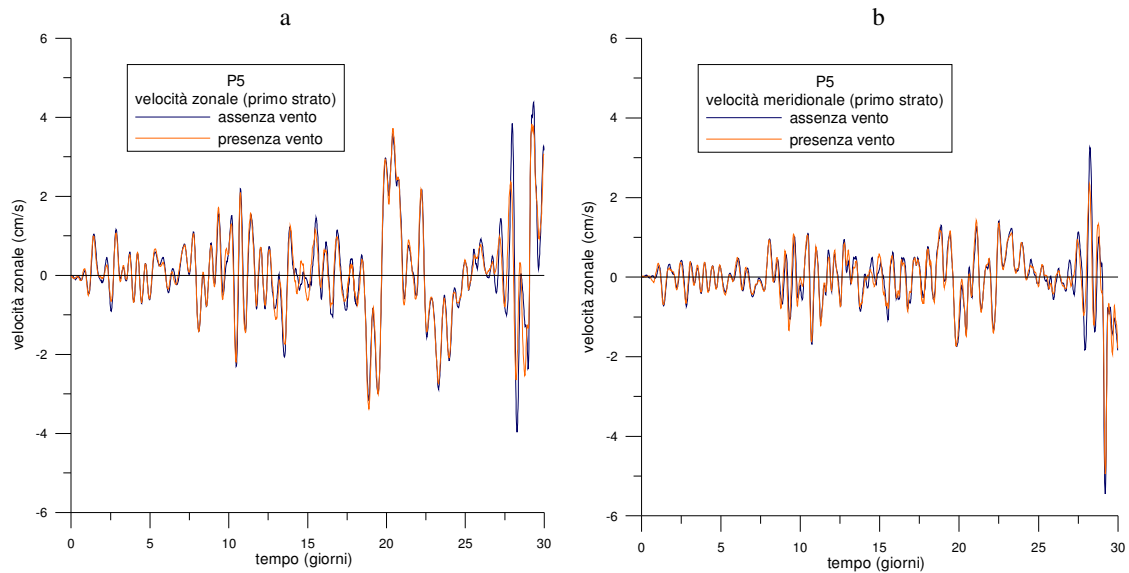


Fig. 5.21 Andamento della velocità (a) zonale e (b) meridionale per gli esperimenti IIa,b nel punto P5.

Così come nel paragrafo precedente, confronteremo ora i pattern di circolazione del Golfo di Pozzuoli ottenuti dal presente modello con quelli ottenuti dal modello su scala regionale, passando a descrivere innanzitutto questi ultimi. Le immagini riportate in Figura 5.22 (tratte da Pierini et al., 2006) mostrano l'evoluzione delle correnti superficiali e dei venti nella settimana che va dal 18 al 25 Giugno 2003 (lo zero della scala temporale corrisponde appunto alle 0:00 h del 1° Giugno del 2003).

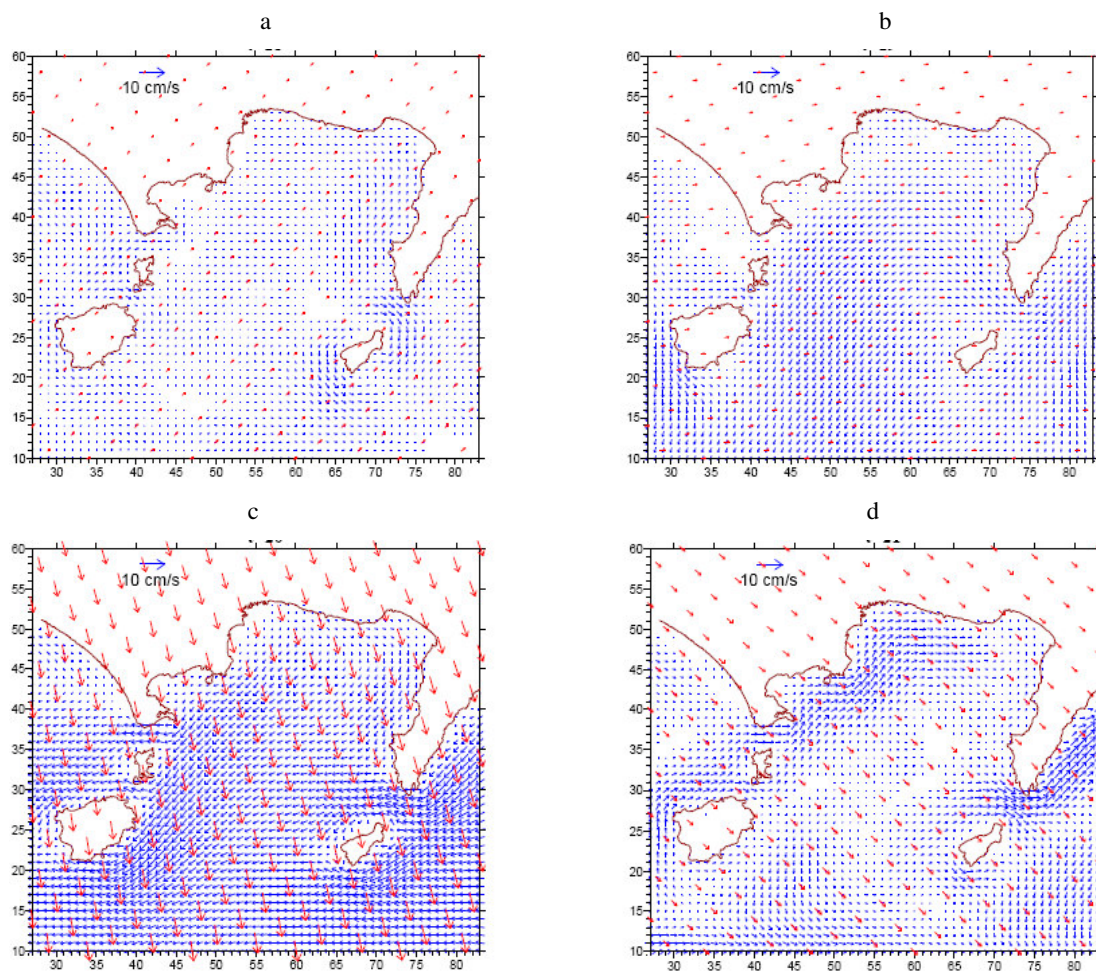


Fig. 5.22 Campi superficiali relativi al 18°- 25° giorno (a-h, rispettivamente; adattato da Pierini et al., 2006).

Analizzando l'ampiezza e la direzione del vento si nota come questa settimana sia caratterizzata da un episodio di venti molto intensi da NE intorno al 20° giorno, preceduto e seguito da venti di direzione variabile e di ampiezza decisamente minore. Nei primi due giorni si hanno delle correnti superficiali deboli che si intensificano durante il 20° giorno, quando si instaura un forte vento da NE, preceduto e seguito da una diminuzione in ampiezza e da una maggiore variabilità in direzione.

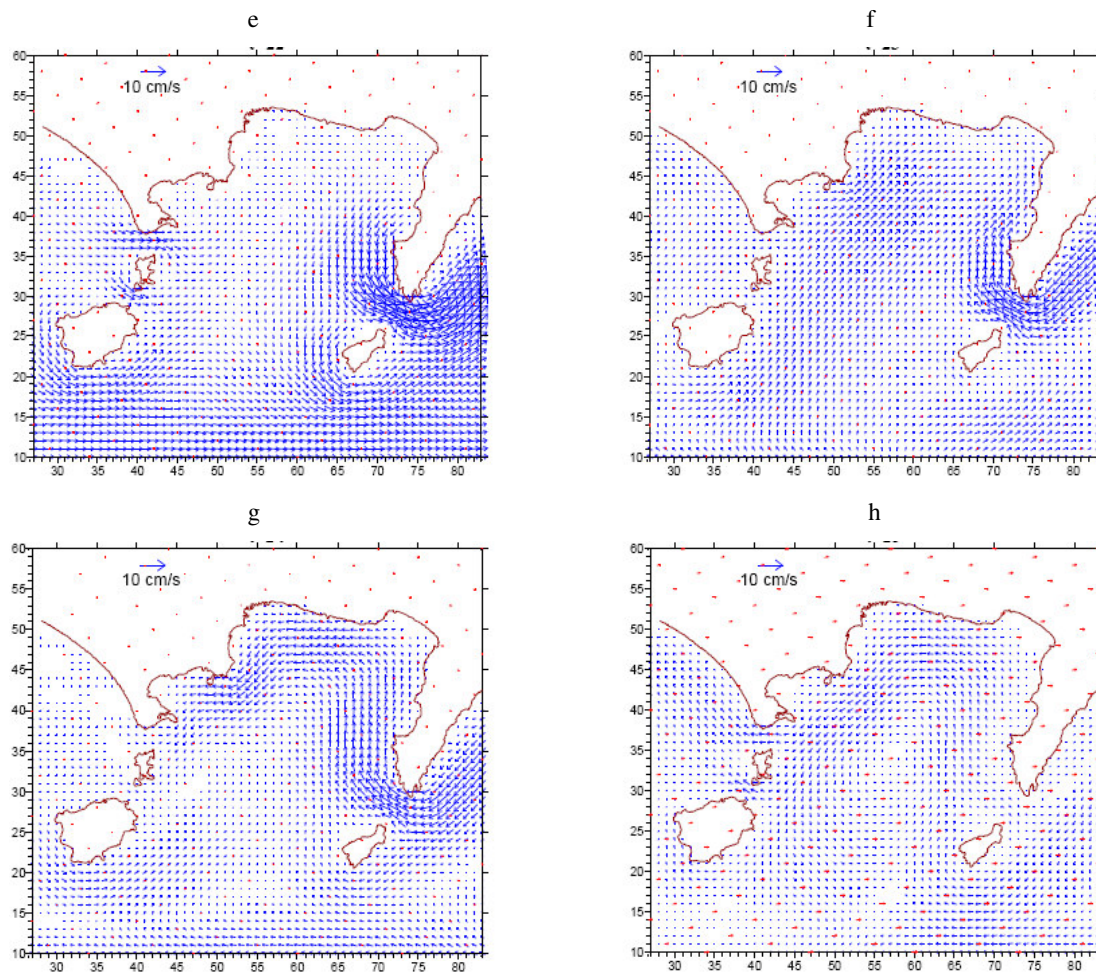


Fig. 5.22 (continua)

La circolazione risultante è molto simile a quella già riscontrata durante il 35° giorno nel periodo autunnale. Si hanno forti correnti da sud a nord con intensificazione lungo il Canale di Procida e la Bocca Piccola. Una conseguenza di questa situazione è la formazione di un forte *upwelling* lungo le coste interne del Golfo di Napoli. Come visto anche per il primo e il terzo caso nel periodo autunnale (si vedano rispettivamente le Figure 5.8 e 5.9), anche in questo caso, c'è da attendersi che il rilassamento dell'*upwelling* converta energia potenziale in energia cinetica dando vita ad un fenomeno di correnti oscillanti e propaganti lungo la costa sotto forma di onde di Kelvin. L'evoluzione successiva al 20° giorno conferma questa ipotesi. Come si può notare già al 21° giorno, si ha

un'inversione delle correnti nei Canali e lungo le coste settentrionali del golfo. Qui le correnti praticamente scompaiono il giorno successivo e due giorni dopo il flusso alla Bocca Piccola si inverte. In generale è evidente la presenza di un'onda con un periodo di circa 4 giorni, come mostrano chiaramente le serie temporali (Figura 5.23) delle correnti superficiale e intermedia che attraversano la Bocca Piccola di Capri a ridosso della Penisola Sorrentina (punto b della Figura 5.1).

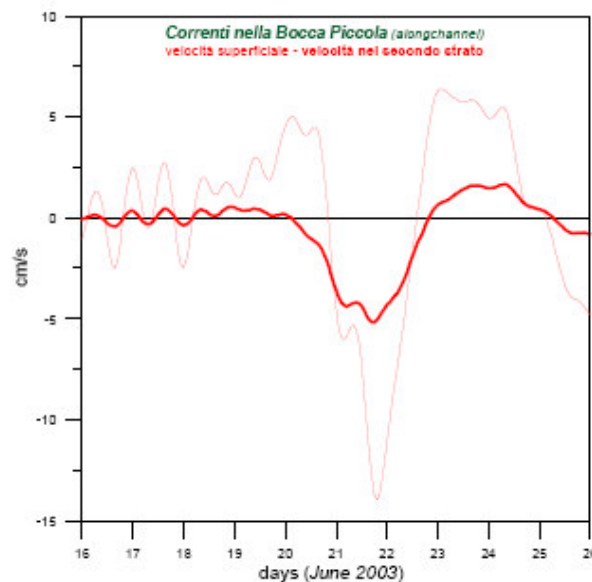


Fig. 5.23 Serie temporali delle correnti prodotte dal modello su scala regionale nel punto *b* di Fig. 5.1 proiettate lungo l'asse della Bocca Piccola di Capri. Linea sottile: corrente superficiale; linea spessa: corrente nel secondo strato ($z=15-30$ m). Adattato da Pierini et al. (2006)

L'interpretazione di questa oscillazione in termini di dinamica di Kelvin si basa, oltre che sulle considerazioni appena presentate, anche sull'analisi dello shift di fase evidenziato lungo le coste campane (Pierini et al., 2005a,b, Pierini et al., 2006), dal quale fra l'altro si evince una velocità di propagazione in ottimo accordo con la velocità di fase teorica per onde di Kelvin barocline supportate dalla presente stratificazione; in aggiunta, anche l'estensione "contro-costa" del segnale risulta essere in accordo col raggio interno di deformazione di Rossby, che in questo caso è $R_i \sim 8$ km. E' inoltre molto importante sottolineare che, come già

accennato in precedenza, la corrente modellata nel punto *b* della Figura 5.1 nello strato intermedio (linea spessa in Figura 5.23) è risultata in ottimo accordo con la corrente (depurata dalle alte frequenze) misurata nello stesso punto a 25 m di profondità da un correntometro facente parte di una catena correntometrica utilizzata nell'ambito dello studio delle caratteristiche fisiche ed ecologiche nell'Area Marina Protetta di Punta Campanella (Roselli et al., 2004; Pierini et al., 2005a,b).

Passiamo ora ad analizzare la risposta del modello di piccola scala nello stesso intervallo temporale, confrontando questi risultati con quelli relativi al modello di grande scala. I campi corrispondenti a quelli presentati in Figura 5.22 sono riportati in Figura 5.24. Il 18° e il 19° giorno sono caratterizzati da correnti sostanzialmente deboli, anche se nel secondo giorno (19 Giugno) si assiste ad un'intensificazione della corrente che entra all'interno del Golfo riuscendo a lambire le coste puteolane. Nel giorno successivo si stabilisce una corrente diretta verso NE che si inverte nel 21° giorno con una maggiore intensità nella zona interna al Golfo di Pozzuoli; si può osservare, inoltre, che la penetrazione della corrente è maggiore rispetto a quella riscontrata in Figura 5.22d. L'intensificazione caratteristica del 20° giorno è dovuta alla corrente che si instaura su scala maggiore a causa dell'intensificazione e alla persistenza di venti provenienti da NE. Sempre nel 20° giorno si ha un pattern di circolazione di piccola scala che interessa la zona Nord di Bagnoli totalmente assente a più bassa risoluzione. Per quanto concerne il 22° giorno, è presente una corrente che risale verso N, intensificandosi lungo le coste prossime all'isola di Nisida. Questa corrente non è presente nelle simulazioni effettuate col modello a più bassa risoluzione. Il 23° giorno è caratterizzato da un flusso molto debole lungo il Canale di Procida e da un'intensificazione della corrente prossima all'isola di Nisida uscente dal Golfo di Pozzuoli rilevata anche in Figura 5.22b. Una simile intensificazione si ha nel giorno seguente, ma con verso opposto ovvero entrante nel Golfo. Una situazione simile vista durante il 21° giorno si ha nel corso del 25° giorno. Il campo superficiale mostra una maggiore penetrazione all'interno del Golfo con una corrente diretta verso N prossima all'isola di Nisida non presente nelle simulazioni eseguite col modello implementato sull'intero Golfo di Napoli.

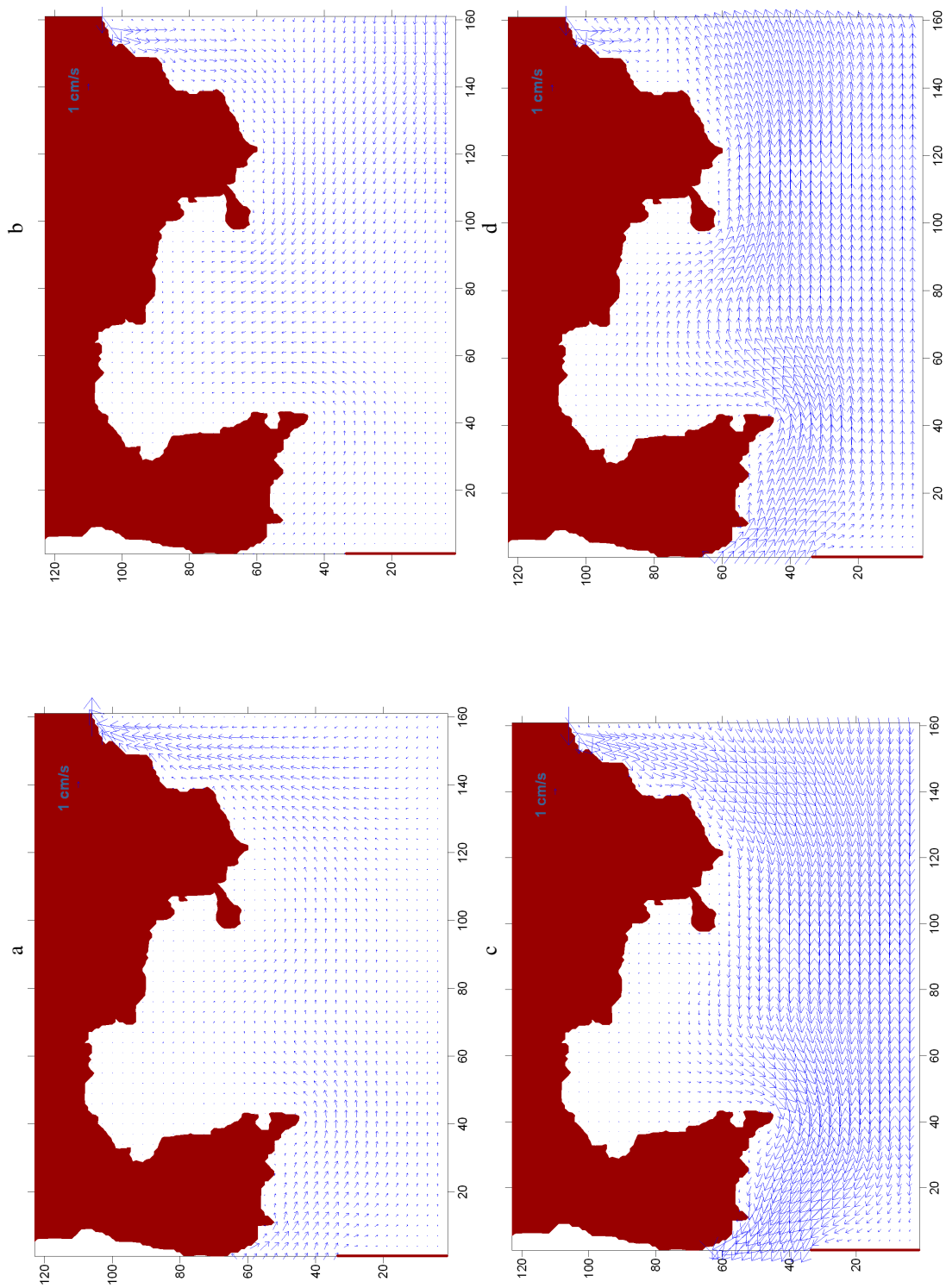


Fig. 5.24 Campi superficiali relativi al 18°-25° giorno (a-h, rispettivamente; da confrontare con fig. 5.22).

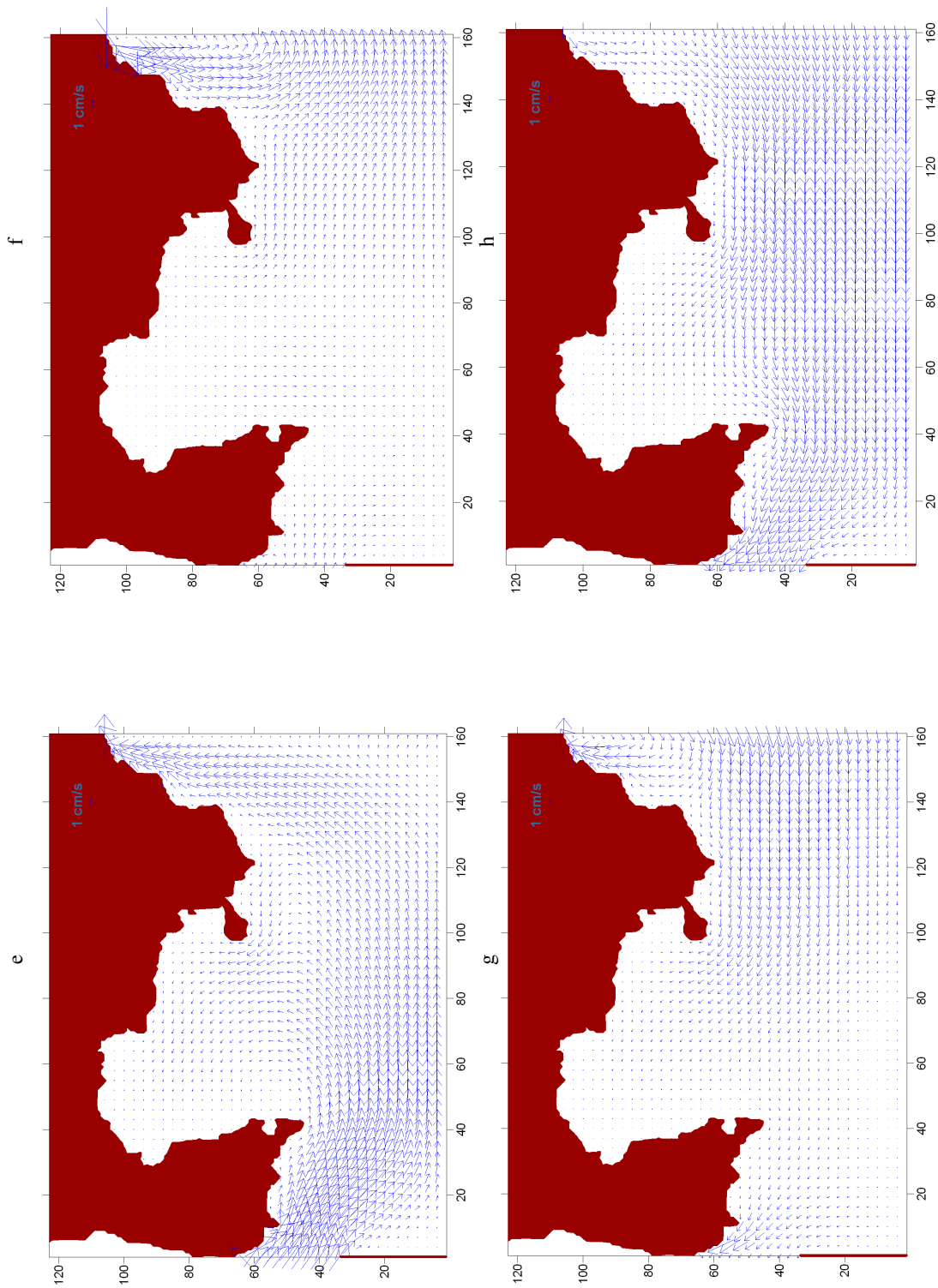


Fig. 5.24 (continua)

Per meglio evidenziare le differenze tra i campi di corrente superficiale ottenuti col modello di piccola scala e quelli ottenuti col modello su scala regionale, in Figura 5.25 si riportano immagini nelle quali le correnti nel Golfo di Napoli e nel Golfo di Pozzuoli ottenute dai due modelli sono confrontate in finestre ritagliate dagli originali domini di integrazione, in modo da rendere il confronto più agevole (si ricorda che il dominio del modello regionale è stato ruotato di 32° rispetto alla direzione Nord-Sud).

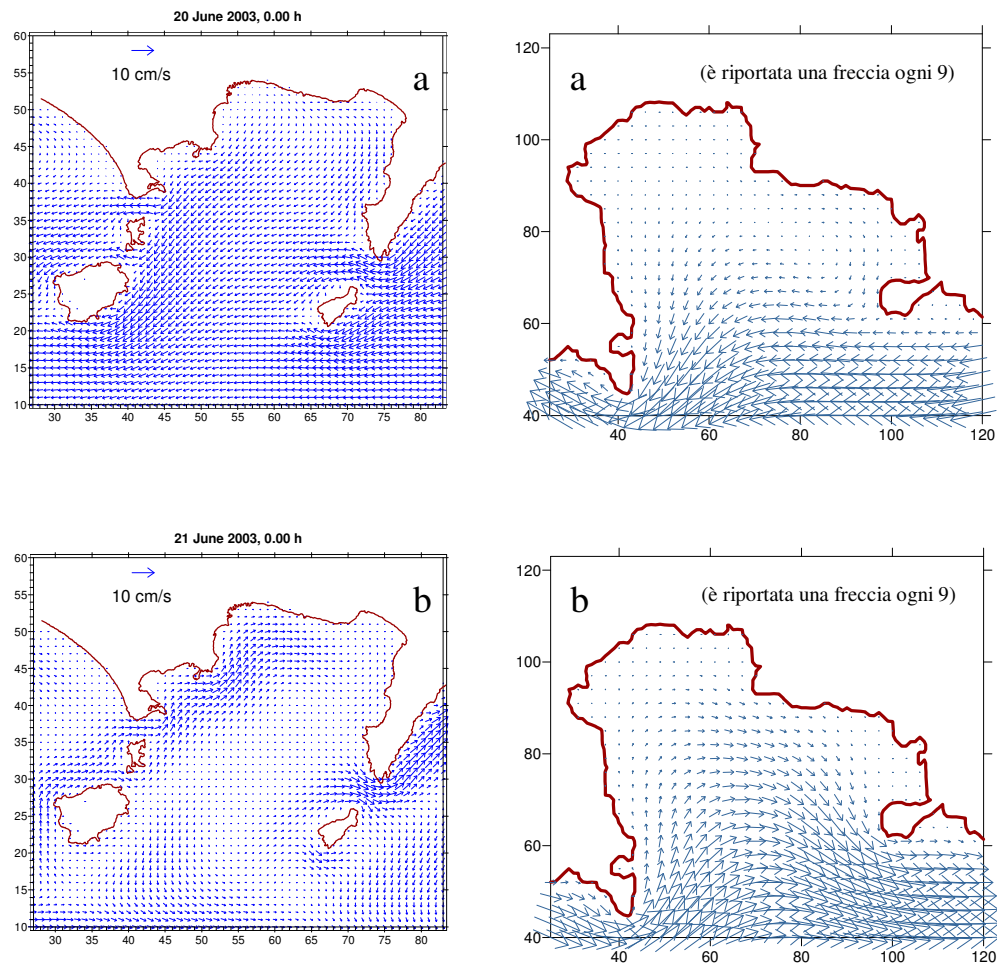


Fig. 5.25. Confronto tra i campi di velocità superficiali ottenuti dal modello su scala regionale (colonna sinistra) e dal modello del Golfo di Pozzuoli (colonna destra) nei giorni 20, 21, 22 e 25 Giugno 2003 (a, b, c, d, rispettivamente).

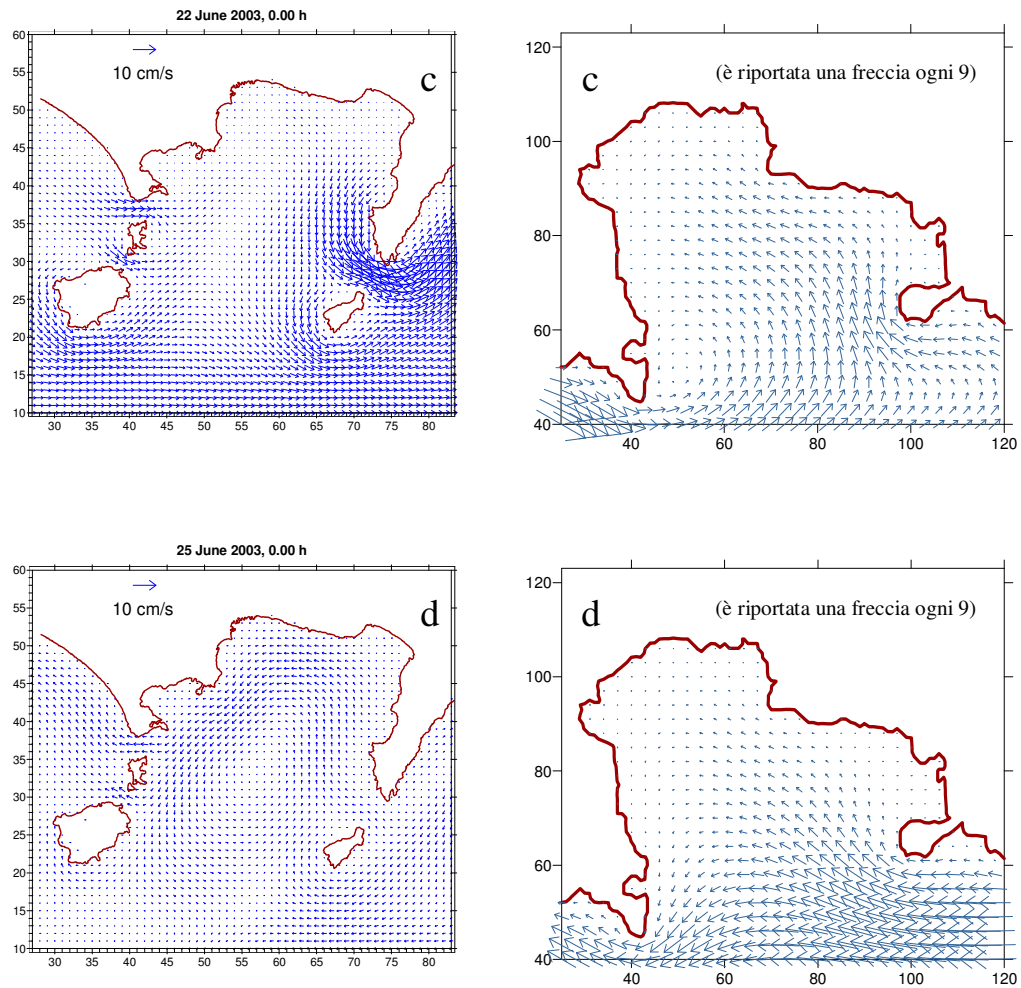


Fig. 5.25 (continua).

Come già osservato, il giorno 20 Giugno i dati del modello di piccola scala mostrano, nell'area di Bagnoli, un pattern di circolazione di piccola scala totalmente assente a più bassa risoluzione. Il giorno 20 è evidente una maggiore penetrazione della corrente nel caso ad alta risoluzione rispetto a quello a più bassa risoluzione. Il giorno 22 nel caso ad alta risoluzione è presente un'intensa circolazione ciclonica che abbraccia l'intero Golfo di Pozzuoli, la quale è invece totalmente assente nel caso a più bassa risoluzione. Infine il giorno 25 la penetrazione del flusso entrante nel golfo nel caso ad alta risoluzione è decisamente maggiore rispetto al caso a più bassa risoluzione.

Da questi risultati è possibile trarre alcune conclusioni piuttosto rilevanti. Innanzitutto il confronto tra i flussi all'interno del Golfo di Pozzuoli ottenuti dal modello di piccola scala ad alta risoluzione e quelli ottenuti dal modello su scala regionale a più bassa risoluzione ha mostrato in maniera eclatante che l'utilizzo del primo restituisce non solo strutture dinamiche più dettagliate ma, in alcuni casi, anche pattern di circolazione completamente diversi da quelli prodotti dal modello di più bassa risoluzione. Inoltre, sia nel caso autunnale sia nel caso primaverile, ma in particolare in corrispondenza del segnale di Kelvin osservato in questo secondo caso, è apparso chiaramente un fatto di fondamentale importanza: la circolazione in un dominio delle dimensioni del Golfo di Pozzuoli è solo in minima parte dovuta all'effetto diretto del vento locale (che si manifesta sotto forma di correnti superficiali di Ekman), mentre è dovuta prevalentemente a correnti geostrofiche e/o ageostrofiche (come le onde di Kelvin) che derivano anch'esse dal vento ma che hanno bisogno di un dominio decisamente più esteso per manifestarsi. Da qui deriva l'assoluta necessità di accoppiare il modello litoraneo con quello regionale. Qual è il motivo di tale necessità? Ciò è dovuto al fatto che l'aggiustamento di un fluido stratificato sotto l'azione del vento e in presenza della forza di gravità e della forza di Coriolis avviene su una scala di lunghezza orizzontale almeno grande quanto il raggio interno di deformazione di Rossby, che, ad esempio, nel caso della stratificazione appropriata per il periodo di Giugno, come già osservato vale circa 8 km, valore questo maggiore della tipica scala orizzontale del Golfo di Pozzuoli (per moti barotropici la scala richiesta è addirittura molto maggiore, essendo data dal raggio *esterno* di deformazione di Rossby). Dunque, il fluido ha bisogno di un dominio di integrazione almeno esteso quanto il Golfo di Napoli e zone limitrofe affinché l'aggiustamento geostrofico e ageostrofico abbia luogo, e da questo deriva la necessità dell'accoppiamento. Questi risultati sono forse i più interessanti ed originali di questa tesi di dottorato.

Conclusioni

Lo studio sviluppato in questo lavoro di tesi si inserisce nel campo della modellistica ambientale ed ha riguardato l'analisi di una serie di aspetti dinamici delle acque del Golfo di Napoli e di un suo sotto-dominio, il Golfo di Pozzuoli, scelti rispettivamente come prototipi di area costiera e di area litoranea semichiusa. L'approccio adottato è stato quindi fondamentalmente di natura fisica, e va considerato come un primo passo essenziale verso una trattazione più generale che coinvolga anche aspetti di natura ecologica. In un contesto così generale, molto ampia era la scelta degli strumenti modellistici e delle relative tecniche di implementazione. Si è così deciso di percorrere due strade abbastanza distinte, sia dal punto di vista tecnico sia metodologico, che permettessero di testare due diversi approcci modellistici. In tal modo è stato possibile evidenziare limiti e potenzialità di procedure in parte alternative, in parte complementari, ottenendo utili informazioni su come procedere verso implementazioni più soddisfacenti rispetto alle molteplici esigenze modellistiche che si pongono nel contesto generale dell'analisi della dinamica costiera.

L'organizzazione della tesi riflette questo duplice approccio modellistico. In sostanza il lavoro di tesi ha visto, anche temporalmente, due fasi distinte. Nella prima fase (i cui risultati sono riassunti nei capitoli 2 e 3) è stato sviluppato un modello di circolazione piuttosto idealizzato, ma non di meno significativo, delle acque del Golfo di Napoli, seguito da uno studio delle relative proprietà di dispersione di traccianti. Nella seconda fase (i cui risultati sono riassunti nei capitoli 4 e 5) è stato implementato un modello di circolazione del Golfo di Pozzuoli decisamente più realistico, che è stato anche accoppiato ad un modello di più grande scala, ma a più bassa risoluzione. Passiamo ora a riassumere i metodi seguiti, i risultati ottenuti e le prospettive future.

Nella prima fase del lavoro, che come si è detto comprende i capitoli 2 e 3, è stato affrontato il problema della modellizzazione della circolazione all'interno del Golfo di Napoli attraverso uno studio idealizzato nel quale il *community model* POM è stato implementato in modalità barotropica in un dominio altamente schematizzato, con

forzamento da venti anch'essi idealizzati, seppur con qualche elemento di realismo. L'accoppiamento col Mar Tirreno è avvenuto attraverso l'imposizione di flussi idealizzati costanti nel tempo attraverso bordi esterni al golfo. Lo studio delle proprietà di trasporto e diffusione di sostanze inquinanti relative agli schemi di circolazione ottenuti da questo modello sono quindi state determinate seguendo un approccio lagrangiano, nel quale, per la parametrizzazione della diffusione turbolenta si è fatto uso di un modello detto di *random flight*. In particolare, si è rivolta l'attenzione ai processi di rinnovamento delle acque del Golfo guardando ai suoi scambi con il largo. L'evoluzione temporale della quantità di tracciante passivo all'interno del Golfo e la conseguente stima del suo tempo di residenza hanno permesso di quantificare l'efficienza dei diversi meccanismi del trasporto nei vari scenari dinamici precedentemente ottenuti, e in particolare di mettere a confronto la dispersione dovuta all'avvezione caotica e quella causata dalla diffusione turbolenta.

Nella seconda fase del lavoro, che comprende i capitoli 4 e 5, l'approccio modellistico si è differenziato da quello della prima fase essenzialmente per quattro motivi:

- (1) Si è adottato un modello a tre strati alle equazioni primitive su una griglia a 100 m x 100 m di risoluzione spaziale, anziché il POM implementato in versione barotropica;
- (2) La zona oggetto dell'indagine dinamica non ha riguardato più il Golfo di Napoli ma una sua ristretta zona costiera, il Golfo di Pozzuoli (che rappresenta la porzione nord-ovest del Golfo di Napoli lungo l'area dei Campi Flegrei), scelto come prototipo di area litoranea Tirrenica semi-chiusa;
- (3) Dopo una serie di studi di processo alquanto idealizzati (capitolo 4), l'analisi modellistica è divenuta decisamente più realistica di quella adottata nella prima fase, in quanto si è fatto uso di una geometria delle coste e di una batimetria molto realistiche (è stata utilizzata una topografia ad alta risoluzione della US Navy ad 1/60° alla quale sono stati aggiunti dati batimetrici digitalizzati all'uopo), nonché di venti modellistici, dotati, dunque, di struttura spaziale e temporale realistiche nei limiti dettati dal modello atmosferico (si è fatto uso (i) di venti ottenuti dall'implementazione ad area limitata di un modello atmosferico per un periodo test di 50 giorni,

nell'autunno 1999, durante il quale la debole stratificazione della colonna d'acqua implica una circolazione sostanzialmente barotropica, e (ii) di venti ECMWF per il periodo test Giugno 2003, durante il quale un termoclino stagionale introduce un forte segnale baroclinico);

- (4) Il modello costiero è stato accoppiato *one-way* e *off-line* con un analogo modello implementato, a più bassa risoluzione, su un dominio su scala regionale (questo è il modello a tre strati del Golfo di Napoli e zone limitrofe a 1 km x 1 km di risoluzione spaziale sviluppato da Pierini et al., 2004a,b, 2006, nell'ambito del progetto SINAPSI).

In definitiva questa seconda fase del lavoro si colloca nell'ambito di una serie di studi modellistici sviluppati dal *Dipartimento di Scienze per l'Ambiente* dell'Università di Napoli *Parthenope* volti alla comprensione di processi dinamici relativi al Mar Tirreno, a sue sottozone come il Canale di Sicilia ed il Golfo di Napoli, e quindi a ristrette zone del litorale campano, come la Baia di Napoli, il Golfo di Castellammare di Stabia e, per l'appunto, il Golfo di Pozzuoli.

Vale la pena di sottolineare che il buon grado di realismo del secondo approccio modellistico non è andato a scapito della possibilità di identificare processi dinamici fondamentali (come talvolta accade in implementazioni *ultra-realistiche* -o per lo meno tali nell'ambizione del modellista- che per loro stessa natura prevengono la possibilità della validazione del modello sulla base di analisi teoriche): infatti esso è stato accompagnato da un'analisi critica delle dinamiche simulate, effettuata anche attraverso una serie di studi di processo. Ciò è stato molto importante perché non solo ha permesso di evidenziare fenomeni dinamici reali, ma ha anche consentito di validare il modello mediante considerazioni teoriche. Più specificamente, nel capitolo 4 sono stati analizzati elementi dinamici lineari quali le *sesse* (ovvero i modi normali di oscillazione gravitazionale del golfo) e le onde di Kelvin (che modellano la risposta transiente di un oceano costiero a fluttuazioni di vento sotto l'azione della forza di Coriolis).

Nel capitolo. 5, poi, l'accoppiamento col modello su scala regionale e l'utilizzo di campi di vento modellistici hanno permesso di ottenere informazioni in linea di principio con forti elementi di realismo su come la dinamica indotta dal vento nel Golfo di Napoli si manifesti all'interno del Golfo di Pozzuoli. I risultati sono stati

descritti ed interpretati anche alla luce della dinamica ottenuta su più grande scala e a più bassa risoluzione dal modello regionale. Il confronto tra i flussi all'interno del Golfo di Pozzuoli ottenuti dal modello di piccola scala ad alta risoluzione e quelli ottenuti dal modello su scala regionale a più bassa risoluzione ha mostrato in maniera eclatante che l'utilizzo del primo restituisce strutture dinamiche non solo più dettagliate ma, in alcuni casi, pattern di circolazione completamente diversi da quelli prodotti dal modello di bassa risoluzione.

Nel caso del periodo primaverile è stato analizzato in particolare dettaglio il segnale nel Golfo di Pozzuoli relativo ad un'energetica onda di Kelvin generata su scala regionale dal rilassamento di un fenomeno di upwelling costiero dovuto a forti venti da Nord, e la cui effettiva esistenza è stata verificata da dati correntometrici nella Bocca Piccola di Capri, che hanno fornito una validazione di straordinaria rilevanza per il modello su scala regionale, come discusso da Pierini et al. (2005a,b).

Questo particolare evento, forse più chiaramente ed esaurientemente di altri analizzati in questa tesi, ha messo in evidenza (mediante il confronto tra la risposta ottenuta col dominio chiuso e quella ottenuta col modello accoppiato con quello su scala regionale) un fatto di fondamentale importanza: la circolazione in un dominio delle dimensioni del Golfo di Pozzuoli è solo in minima parte dovuta all'effetto diretto del vento locale (che si manifesta sotto forma di correnti superficiali di Ekman), mentre è dovuta prevalentemente a correnti geostrofiche e/o ageostrofiche (come le onde di Kelvin) che derivano anch'esse dal vento ma che hanno bisogno di un dominio decisamente più esteso per manifestarsi. Da qui deriva l'assoluta necessità di accoppiare il modello litoraneo con quello regionale. Qual è il motivo di tale necessità? Ciò è dovuto al fatto che l'aggiustamento di un fluido stratificato sotto l'azione del vento e in presenza della forza di gravità e della forza di Coriolis avviene su una scala di lunghezza orizzontale almeno grande quanto il cosiddetto *raggio interno di deformazione di Rossby*, che, ad esempio, nel caso della stratificazione appropriata per il periodo di Giugno, vale circa 8 km, valore questo Maggiore della tipica scala orizzontale del Golfo di Pozzuoli (per moti barotropici la scala richiesta è addirittura molto Maggiore, essendo data dal raggio *esterno* di deformazione di Rossby). Dunque, il fluido ha

bisogno di un dominio di integrazione almeno esteso quanto il Golfo di Napoli e zone limitrofe affinché l'aggiustamento geostrofico e ageostrofico abbia luogo, e da questo deriva la necessità dell'accoppiamento.

Molti possono essere gli sviluppi futuri degli studi modellistici presentati in questa tesi di dottorato. Il più rilevante in assoluto si ritiene essere quello che prevede la possibilità di validare i modelli con dati sperimentali. Si è detto della validazione del modello su scala regionale mediante dati correntometrici raccolti nella Bocca Piccola di Capri. Purtroppo non si è potuto disporre di dati con i quali validare il modello di circolazione del Golfo di Pozzuoli, né è prevedibile nell'immediato futuro l'implementazione di una catena correntometrica in questa zona. Invece quello che i mezzi del *Dipartimento di Scienze per l'Ambiente* dell'Università di Napoli *Parthenope* possono realisticamente fornire sono dati correntometrici ADCP e dati CODAR. Per quanto riguarda quest'ultima potenzialità il Dipartimento gestisce un sistema di monitoraggio in tempo reale della dinamica superficiale, costituito da radar ad alta frequenza SeaSonde prodotti dalla *Codar Ocean Sensor*, che copre, per il momento il solo Golfo di Napoli; tuttavia in futuro l'aggiunta di un'ulteriore antenna sul versante nord del golfo permetterebbe di estendere la copertura anche all'interno del Golfo di Pozzuoli, anche in funzione del monitoraggio di una zona di grande interesse ambientale come la baia di Bagnoli.

Prospettive future più specificamente modellistiche includono, tra l'altro, l'analisi dei processi di trasporto e diffusione anche nel contesto del modello a strati (nel *Dipartimento di Scienze per l'Ambiente* sono stati di recente implementati in quest'ambito sia metodi Lagrangiani sia Euleriani), e l'inclusione dei cosiddetti *stress di radiazione* nei modelli, così da poter considerare, entro una fascia litoranea molto ristretta, l'effetto delle onde da vento sulla circolazione delle masse d'acqua.

BIBLIOGRAFIA

- Batchelor, G.K.**, 1973. *"An introduction to Fluid Dynamics"*. Cambridge Univ. Press, London and New York, 615 pp.
- Blumberg, A.F., L.H. Khanta**, 1985. Open boundary conditions for circulation models., *J. Hydraul. Engeng.* **11**, 237-255.
- Blumberg, A.F., G.L. Mellor**, 1987. A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model. In Heaps , N. (Ed.). Three-Dimensional Coastal Ocean Models. *Coastal Estuarine Science* **4**. AGU, Washington, DC, pp.1-16
- Budillon, G., M. Ficca, R. Purini, E. Sansone**, 1996. Campagne di misure oceanografiche 1991-1993, coste Campano-Laziali. *Nota Interna dell'Istituto di Fisica dell'atmosfera*, C.N.R., Roma.
- Buonocore, B.**, 2000. Le oscillazioni del livello del mare nel Golfo di Pozzuoli. *Scritti in memoria del Prof. "Antonino Sposito"*, Ist. Univ. Nav., pp. 160-171.
- Buffoni, G., P. Falco, A. Griffa, E. Zambianchi**, 1997. Dispersion processes and residence times in a semi-enclosed basin with recirculating gyres. An application to the Tirrenian Sea. *J. Geophys. Res.*, **102**(C8), 18699-18713.
- Chapman, D.C.**, 1985. Numerical treatment of cross-shelf open boundaries in a barotropic coastal ocean model. *J. Phys. Oceanogr.* **15**, 1060-1075.
- Commodari, V., S., Pierini**, 1999. A wind and boundary driven circulation model of the Ross Sea. In *"Oceanography of the Ross Sea (Antarctica)"*, G. Spezie and G.M.R. Manzella (Editors). Springer-Verlag (ISBN: 88-470-0039-4), 135-144.
- Csanady, G.T.**, 1980. *"Turbulent diffusion in the environment"*. D. Reidel, Norwell, Mass., 248 pp.
- Csanady, G.T.**, 1984. *"Circulation in the costal ocean"*. D. Reidel, Norwell, Mass., 280 pp.
- Defant, A.**, 1961. *"Physical Oceanography"*, Pergamon Press Oxford, 1319 pp.
- De Maio, A., M. Moretti**, 1973. Contributo ad un progetto di studio delle correnti nel Golfo di Napoli. Fondazione Politecnica per il Mezzogiorno d'Italia, quad. n°71.

- De Maio, A., M. Moretti, E. Sansone, G. Spezie, M. Vultaggio**, 1979. Dinamica delle acque del Golfo di Napoli. Atti del Convegno Scientifico Nazionale P.F. Oceanografia e Fondi Marini II, 1033-1045.
- De Maio, A., M. Moretti, E. Sansone, G. Spezie, M. Vultaggio**, 1983. Dinamica delle acque del Golfo di Napoli. Presentazione dei dati ottenuti dal 1977 al 1980. *Annali I.U.N.* , 49 (appendice n.2), 58pp.
- De Maio, A., M. Moretti, E. Sansone, G. Spezie, M. Vultaggio**, 1985. Outline of marine currents in the Bay of Naples and some considerations on pollutant transport. *Nuovo Cimento* **8C**, 955-969.
- Falco, P., A. Griffo, P.M. Poulain, E. Zambianchi**, 2000. Transport properties in the Adriatic Sea as deduced from drifter data. *J. Phys. Oceanogr.*, 2055–2071.
- Fazioli, L.**, 2005. Studi modellistici di circolazione delle acque del Golfo di Castellammare di Stabia. Tesi di Laurea in Scienze Ambientali, Università di Napoli “Parthenope” (Relatori: Prof. G. Spezie e S. Pierini).
- Ferretti, R., T. Paolucci, G. Giuliani, T. Cherubini, L. Bernardini, G. Visconti**, 2003. Evaluation of high resolution real-time forecast over the Alpine region during the MAP SOP. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* (129 B), 587-607.
- Fox, A. D., S.J. Maskell**, 1995. Two-way interactive nesting of primitive equation ocean models with topography. *J. Phys. Oceanogr.* **25**, 2977-2996.
- Gill, A. E.**, 1982. “*Atmosphere-ocean dynamics*”. Academic Press, 662pp.
- Ginis, I., R. A. Richardson, L. M. Rothstein**, 1998. Design of a multiply nested primitive equation model. *Mon. Weather Rev.* **126**, 1054-1079.
- Gravili, D., E. Napolitano, S. Pierini**, 2001. Barotropic aspects of the dynamics of the Gulf of Naples (Tyrrhenian Sea). *Continental Shelf Research*, **21**, 455-471.
- Grieco, G., S. Pierini**, 2004. A circulation model of the Tyrrhenian Sea forced by scatterometer winds. European Geosciences Union 2004, Nizza, Geophysical Research Abstracts, A-04700.
- Grieco, G., S. Pierini**, 2006. A circulation model of the Tyrrhenian Sea forced by scatterometer winds. In preparazione.

- Grieco, L., L.B. Tremblay, E. Zambianchi**, 2005. A hybrid approach to transport processes in the Gulf of Naples: an application to phytoplankton and zooplankton population dynamics. *Continental Shelf Research*, **25**, 711-728.
- Holland, W.R.**, 1985. Quasi-geostrophic modeling of eddy-resolved ocean circulation. In J.J. O'Brien (Ed.) *Advanced Physical Oceanographic Numerical Modeling*, pp. 203-231. Reide, Dordrecht.
- Iermano, I.**, 2004. Studio modellistico sulla circolazione delle acque nella baia di Napoli. Tesi di Laurea in Scienze Nautiche, Università di Napoli "Parthenope" (Relatore: Prof. S. Pierini).
- Josey, S., E. Kent, P. Taylor**, 1999. New insight into the ocean heat budget closure problem from analysis of the SOC air-sea flux climatology. *Journal of Climate* **12** (9), 2856-2880
- Kantha, L. H.**, 1985. Comments on "On tidal motion in a stratified inlet, with particular reference to boundary condition ". *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 1608-1609.
- Kantha, L. H., A.F. Blumberg, G.L. Mellor**, 1990. Computing phase speeds at an open boundary. *J. Hydraul. Engineer.* **116**, 592-597.
- Kantha, L. H., S. Piacsek**, 1993. Ocean Models. In *computational Science Education Project*, pp. 267-361. Dept of Energy Electronic Book (<http://csep1.phy.ornl.gov/csep.html>)
- Kantha, L. H., C. Clayson**, 2004. "Numerical models of oceans and oceanic processes". Academic Press, 940 pp.
- Kowalik, Z., T.S. Murty**, 1993. "Numerical Modeling of Ocean Dynamics", World Scientific, Singapore, 481 pp.
- Malanotte-Rizzoli, P., A. Bergamasco**, 1990. The general circulation of the Eastern Mediterranean, Part I. *Oceanologica Acta* , **12**, 335-351.
- Malanotte-Rizzoli, P., A. Bergamasco**, 1991. The general circulation of the Eastern Mediterranean, Part II: the wind and thermally driven circulation in the baroclinic ocean. *Dyn. Atmos. Oceans* , **15**, 355-421.
- Mann, K.H., J.R.N. Lazier**, 1996. "Dynamics of marine ecosystems", Blackwell Scientific publication.

- Mattia, G.**, 2002. Circolazione e trasporto lagrangiano in bacini costieri. Tesi di Laurea in Scienze Ambientali, Università di Napoli "Parthenope" (Relatore: Prof. E. Zambianchi).
- Mattia, G., S. Pierini**, 2006. Studi modellistici di circolazione marina nel Golfo di Pozzuoli. XVII Congresso dell'"Associazione Italiana di Oceanologia e Limnologia", Napoli (3-7 Luglio 2006).
- Mellor, G.L.**, 1998. "*User's guide for a three-dimensional. Primitive equation, numerical ocean model*". Princeton university", 40 pp.
- Mencuccini, C., Silvestrini, V.**, 1992. "*Fisica I*". Liguori Editore.
- Moretti, M., E. Sansone, G. Spezie, A. De Maio**, 1977. Alcuni aspetti del movimento delle acque del Golfo di Napoli. *Annali dell'Istituto Universitario Navale*, **46**, 207-217.
- Neumann, G., W.J. Pierson**, 1966. "*Principles of Oceanography*". Prentice Hall, Englewood Cliff. New York.
- Oey, L.Y., P. Chen**, 1992. A model simulation of circulation in the northeast Atlantic shelves and seas, *J. Geophys. Res.*, **97**, 20,087-20,115.
- Okubo, A.**, 1971. Oceanic diffusion diagrams. *Deep Sea Res.*, **18**, 789-802.
- Orlanski, I.**, 1976. A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *J. Comput. Phys.* **21**, 251-269.
- Pedlosky, J.**, 1987. "*Geophysical fluid dynamics*", 2nd ed. Springer-Verlag, pp.710.
- Pierini, S.**, 1996. Topographic Rossby modes in the Strait of Sicily. *J. Geophys. Res.*, **101**, 6429-6440.
- Pierini, S.**, 2003. A model of the wind-driven seasonal variability in the tropical North Pacific, with validation through altimeter data. *J. Phys. Oceanogr.*, **33**, 2156-2172.
- Pierini, S.**, 2005. A model study of the spectral structure of boundary-driven Rossby waves, and related altimetric implications. *J. Phys. Oceanogr.*, **35**, 218-231.
- Pierini, S., R. Ferretti, C. Veneziani, G. Visconti**, 2004a. Eulerian and Lagrangian model studies of wind-driven circulation in the Gulf of Naples

- (Tyrrhenian Sea). European Geosciences Union 2004, Nizza, *Geophysical Research Abstracts*, A-01548.
- Pierini, S., R. Ferretti, C. Veneziani, G. Visconti**, 2004b. Eulerian and Lagrangian model studies of a marine coastal environment (Gulf of Naples, Tyrrhenian Sea). 36th International Liège Colloquium on Ocean Dynamics: “*Marine Environmental Monitoring and Predictions*”, Liège.
- Pierini, S., R. Ferretti, G. Visconti**, 2006. Model studies of the circulation in the Tyrrhenian Sea and in the Gulf of Naples. In preparazione.
- Pierini, S., L. Roselli, G. Spezie**, 2005a. Evidence of coastal trapped waves propagating along a Southern Tyrrhenian coastal zone: modeling results and validation with currentmeter measurements. European Geosciences Union 2005, Vienna *Geophys. Res. Abstr.*, A-02058.
- Pierini, S., L. Roselli, G. Spezie**, 2005b. A circulation model of a southern Tyrrhenian coastal area, with validation through currentmeter measurements. 5° Forum Italiano di Scienze della Terra GEOITALIA 2005 (Spoleto, 21/23-9-2005).
- Pierini, S., A. Rubino**, 2001. Modeling the oceanic circulation in the area of the Strait of Sicily: the remotely-forced dynamics. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 1397-1412.
- Pierini, S., A. Simioli**, 1995. Analysis of the “National Meteorological Center” wind data in the Mediterranean region. *Ann. Ist. Univ. Nav.*, LXII, 3-42.
- Pierini, S., A. Simioli**, 1998. A wind-driven circulation model of the Thyrrhenian Sea area. *Journal of Marine Systems* **18**, 161-178.
- Pinardi, N., A. Navarra**, 1993. Baroclinic wind adjustment processes in the Mediterranean Sea. *Deep Sea Res.*, **40**, 1299-1326, 1993.
- Pond, S., G.L. Pickard**, 1983. “*Introductory dynamical oceanography*”, 2nd ed. Pergamon Press.pp.
- Ribera d’Alcalà M., M. Modigh, M. Moretti, E. Saggiomo, M. Sardi, G. Spezie, A. Zingone**, 1989. “*Una storia infinita. Eutrofizzazione nella Baia di Napoli*”.Oebalia, Vol. XV-1, 491-501.
- Roselli, L., C. Manno, G. Spezie**, 2004. Interazioni fisiche-ecologiche nell’area marina protetta di Punta Campanella. Incontro Scientifico Congiunto CONISMA-AIOL, Terrasini (Palermo).

- Roussenov, V., E. Stanev, V. Artale, N. Pinardi**, 1995. A seasonal model of the Mediterranean Sea. *J. Geophys. Res.*, **100** (C7), 13515-13538.
- Semtner, A.**, 1995. Modeling ocean circulation. *Science* **269**, 1379-1385.
- Semtner, A., R.M. Chervin**, 1992. Ocean general circulation from a global eddy-resolving model. *J. Geophys. Res.*, **97**, 5493-5550.
- Taylor, G.I.**, 1953. Dispersion of soluble matter in solvent flowing slowly through a tube. *Proc. R. Soc. , A* **219**, 186-203.
- Vreugdenhil, C. B.**, 1994. "*Numerical modelling of marine hydrodynamics*". Elsevier Oceanography Series, 368pp.
- White, A.A., R.A. Brombley**, 1995. Dynamically consistent, quasi-hydrostatic equations for global models with a complete representation of the Coriolis force. *Q.J.R. Meteorol. Soc.* **121**, 399-418.
- Zambianchi, E., A. Griffa**, 1994. Effect of finite scales of turbulence on dispersion estimates. *J. Mar. Res.*, **52** (1), 129-148.
- Zheng, D.L., H.R. Chang, N.L. Seaman , T.T. Warner, J.M. Frisch**, 1986. A two-way interactive nesting procedure with variable terrain resolution. *Mon. Weather Rev.* **114**, 1330-1339.
- Zavatarelli M., G. L. Mellor**, 1995. A numerical study of the Mediterranean Sea circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**(6), 1384-1414.